N° d'ordre : 248

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

## DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**François PICHERIT**

*1re Thèse* - **Étude expérimentale, par radiométrie hertzienne, de la propagation d'ondes électromagnétiques de 35 GHz dans l'atmosphère.**

*2e Thèse* - **Propositions données par la Faculté.**

*Soutenues le 3 mars 1969, devant la Commission d'Examen :*

| | | |
|---|---|---|
| MM. | R. SERVANT, Professeur ..... | *Président* |
| | P. LOUDETTE, Professeur ..... | *Examinateurs* |
| | C. LAFARGUE, Professeur à la Faculté des Sciences de Pau..... | |
| | A. CHARRU, Professeur ..... | |
| | J. DELANNOY, Astronome à l'Observatoire de Paris ..... | |

— 1969 —

N° d'ordre : 248

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

## DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**François PICHERIT**

*1re Thèse* - **Étude expérimentale, par radiométrie hertzienne, de la propagation d'ondes électromagnétiques de 35 GHz dans l'atmosphère.**

*2e Thèse* - **Propositions données par la Faculté.**

*Soutenues le 3 mars 1969, devant la Commission d'Examen :*

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*

P. LOUDETTE, Professeur .....
C. LAFARGUE, Professeur à la Faculté des Sciences de Pau..... *Examinateurs*
A. CHARRU, Professeur .....
J. DELANNOY, Astronome à l'Observatoire de Paris .....

— 1969 —

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE
BORDEAUX

## FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. CALAS

Professeurs honoraires :

| | | |
|---|---|---|
| M. | KASTLER ..... | Professeur à la Sorbonne |
| M. | PISOT ..... | Professeur à la Sorbonne |
| Mlle | JOSIEN ..... | Professeur à la Sorbonne |
| M. | MILLOUX | |
| M. | DANGEARD | |
| M. | CAU | |
| M. | GENEVOIS | |

Professeurs :

| | | |
|---|---|---|
| M. | BRUS ..... | Chimie |
| M. | AVEL ..... | Zoologie et physiologie animale |
| M. | ROUSSET ..... | Physique générale |
| M. | ROGER ..... | Mécanique rationnelle |
| M. | WEILL ..... | Anatomie comparée et embryogénie |
| M. | DUFRESNOY ..... | Mathématiques générales |
| M. | LAFON ..... | Physiologie générale |
| M. | BOUNHIOL ..... | Biologie animale |
| M. | SERVANT ..... | Physique |
| M. | CALAS ..... | Chimie organique |
| M. | GAY ..... | Cristallographie et minéralogie |
| M. | PACAULT ..... | Chimie physique |
| M. | SCHOELLER ..... | Géologie |
| M. | DAVID ..... | Physiologie végétale |
| M. | COLMEZ ..... | Méthodes mathématiques de la physique |
| M. | CAMBAR ..... | Biologie animale |
| M. | VIGNEAUX ..... | Géologie |
| M. | PANOUSE ..... | Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc) |
| M. | ARZELIES..... | Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc) |

| | | |
|---|---|---|
| M. | RIBEREAU-GAYON ..... | Oenologie et Chimie agricole |
| M. | RISS ..... | Mathématiques |
| M. | GUIZONNIER ..... | Physique |
| M. | HAGET ..... | Zoologie expérimentale |
| M. | SEMIROT ..... | Astronomie |
| M. | CHASTEL ..... | Physique nucléaire |
| M. | HAGENMULLER ..... | Chimie minérale |
| M. | CREAC'H ..... | Biologie animale |
| M. | LOUDETTE ..... | Mécanique physique |
| M. | PATY ..... | Chimie |
| M. | BORDES ..... | Préhistoire |
| M. | SECHET ..... | Botanique |
| M. | BAGANAS ..... | Mathématiques |
| M. | VALENTIN ..... | Radioélectricité |
| M. | ENNOUCHI ..... | Géologie |
| M. | EYME ..... | Botanique |
| M. | RUAMPS ..... | Physique électronique |
| M. | FRAINNET ..... | Chimie organique |
| M. | HOARAU ..... | Chimie physique |
| M. | MARCHAND ..... | Chimie |
| M. | LALANDE ..... | Chimie appliquée |
| M. | GOTTIS ..... | Géologie dynamique |
| M. | LEMANCEAU ..... | Chimie |
| M. | CARDO ..... | Psychophysiologie |
| M. | ROCH ..... | Physique |
| M. | BELLON ..... | Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc) |
| M. | CLASTRE ..... | Cristallographie physique |
| M. | JOUSSOT-DUBIEN ..... | Chimie |
| M. | VALADE ..... | Chimie organique |
| M. | SURDIN ..... | Automatique |
| M. | LABOUESSE ..... | Biochimie |
| M. | BLONDEL ..... | Mathématiques |
| M. | SOURISSEAU ..... | Chimie |
| Mlle | FAURE-MURET ..... | Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc) |
| M. | CLIN ..... | Géologie |
| M. | LOCHET ..... | Physique |
| M. | VINDT ..... | Biologie végétale |
| M. | REGNIER ..... | Mathématiques |
| Mlle | LAFFITTE ..... | Physique |
| M. | DESTRIAU ..... | Chimie |
| M. | PETIT ..... | Physique corpusculaire |
| M. | BARAUD ..... | Chimie biologique |
| M. | EMBERGER ..... | Géologie |
| M. | BOTHOREL ..... | Chimie |
| M. | CHARRU ..... | Physique |

M. SIMONOFF ..... Chimie physique
M. LASCOMBE ..... Chimie
M. RIMPAULT ..... Physique théorique
M. BARETS ..... Biologie animale
M. PINEAU ..... Chimie
M. LEVEQUE ..... Géologie approfondie
M. BOUSSEAU ..... Physique
M. MENNRATH ..... Physique
M. ANDRE ..... Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT ..... Chimie organique
M. MARTINET ..... Calcul infinitésimal
M. N. N..... Informatique

Maître de conférences honoraire :

M. de PUYMALY

Maîtres de conférences :

M. RIBEREAU-GAYON Pascal Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU ..... Physiologie animale
M. RAULT ..... Chimie minérale
Mme PETIT ..... Physique
M. BERNET ..... Génétique
M. FRESNEL ..... Mathématiques
M. MOYES ..... Géologie
M. LUTZ ..... Botanique
M. MOULINES ..... Chimie
M. MENDES-FRANCE ..... Mathématiques
M. POUCHARD ..... Chimie minérale
M. SARDOS ..... Physique
M. DUMERY ..... Mécanique
M. GARNIER ..... Biophysique
M. LESCA ..... Mathématiques
M. ARTOLA ..... Mathématiques
M. DRESS ..... Mathématiques
M. BOUARD ..... Biologie végétale
M. de MAHTAN ..... Mathématiques
M. MINAERT ..... Physique théorique
M. ABGRALL ..... Physique théorique

Conseiller administratif :

M. LLORENS

-:-:-:-:-:-:-

A MONSIEUR LE PROFESSEUR R. SERVANT

En hommage et témoignage de
ma très respectueuse gratitude.

A la mémoire de mon père

A ma mère

A ma femme

A tous les miens

Ce travail a été réalisé dans le laboratoire d'Optique Ultrahertzienne de Monsieur le Professeur SERVANT; qu'il trouve ici l'expression de ma très profonde et très respectueuse gratitude, pour les facilités qu'il m'a procurées afin de le mener à bien et les très nombreux encouragements et conseils qu'il m'a prodigués.

Monsieur le Professeur CHARRU a dirigé ce travail. Son expérience me fut très utile. L'amitié qu'il me témoigna en toutes circonstances fut pour moi très précieuse. Qu'il soit assuré de mon sincère attachement et de toute ma reconnaissance.

J'exprime également ma vive reconnaissance à Monsieur le Professeur LOUDETTE pour l'enseignement qu'il m'a prodigué au long de mes études, à Monsieur le Professeur LAFARGUE et à Monsieur DELANNOY, Astronome, qui ont bien voulu s'intéresser spécialement à mes recherches. Je les remercie de me faire l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Que tous mes collègues soient remerciés de l'aide qu'ils m'ont apportée et plus particulièrement J. LISSAYOU qui collabora à mes premiers travaux.

Dans une même pensée, je réunis toute l'équipe technique du laboratoire dont la compétence et le dévouement ont grandement facilité ma tâche. Ce travail est aussi le leur.

S O M M A I R E

Introduction . . . . . p. 1

PREMIERE PARTIE - REALISATION DU RADIOMETRE

Chapitre I - 1 - Principes de fonctionnement d'un radiomètre . . . . . p. 4

Chapitre I - 2 - Etude de l'antenne . . . p.12

Chapitre I - 3 - Etude du récepteur . . . . p.32

DEUXIEME PARTIE - ATTENUATION ATMOSPHERIQUE SA MESURE

Chapitre II- 1 : Rappels théoriques . . . . p.53

Chapitre II- 2 : Connaissance de l'atmosphère . . . . . p.63

Chapitre II -3 : Mesure de l'atténuation atmosphérique . . . . . p.74

Chapitre II -4 : Résultats expérimentaux .. p.87

TROISIEME PARTIE - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Chapitre III - 1 : Calcul de l'atténuation atmosphérique en utilisant les données des radiosondages . . . . p.92

Chapitre III - 2 : Essai de corrélation . . . p.99

Chapitre III - 3 : Retard de phase dans la propagation atmosphérique . . . . p.112

TABLEAU GENERAL DES RESULTATS . . . . . p.128

CONCLUSION . . . . . p.131

BIBLIOGRAPHIE . . . . . p.132

# INTRODUCTION

Au Laboratoire d'Optique Ultrahertzienne, M. le Professeur SERVANT avait confié à M. le Professeur CHARRU la direction d'une équipe chargée de la réalisation d'un radiotélescope à 1400 MHz. Intégré à ce groupe, nous nous sommes d'abord intéressé à la réalisation d'une monture équatoriale, supportant un miroir parabolique de 3 m de diamètre. Elle fut implantée sur la terrasse du bâtiment de "Recherches physiques" de la Faculté des Sciences de Bordeaux (33 mètres au-dessus du niveau du sol). Un petit laboratoire fut édifié à côté de l'aérien afin d'abriter les différents appareils de mesure. Parallèlement, avec J. LISSAYOU, nous avons mis au point un récepteur superhétérodyne précédé d'un amplificateur à diode tunnel dont la température de bruit était de 680°K . La présence, à l'aéroport de Bordeaux, d'un radar fonctionnant sur une fréquence de l'ordre de 1300 MHz, nous imposa la réalisation de circuits annexes destinés à bloquer la réception chaque fois qu'une impulsion était émise par le radar.

Cependant, cette première étape ne constituait qu'une initiation aux techniques instrumentales de radioastronomie,aussi, après consultation de M.BLUM, Astronome titulaire, chargé de la direction de l'Observatoire radioastronomique de Nançay, MM. SERVANT et CHARRU nous proposèrent d'orienter les recherches dans le domaine de la réception des ondes millimétriques.

La fréquence de 35 GHz fut choisie, car elle correspond à une des fenêtres de transmission de l'atmosphère (fig.1).

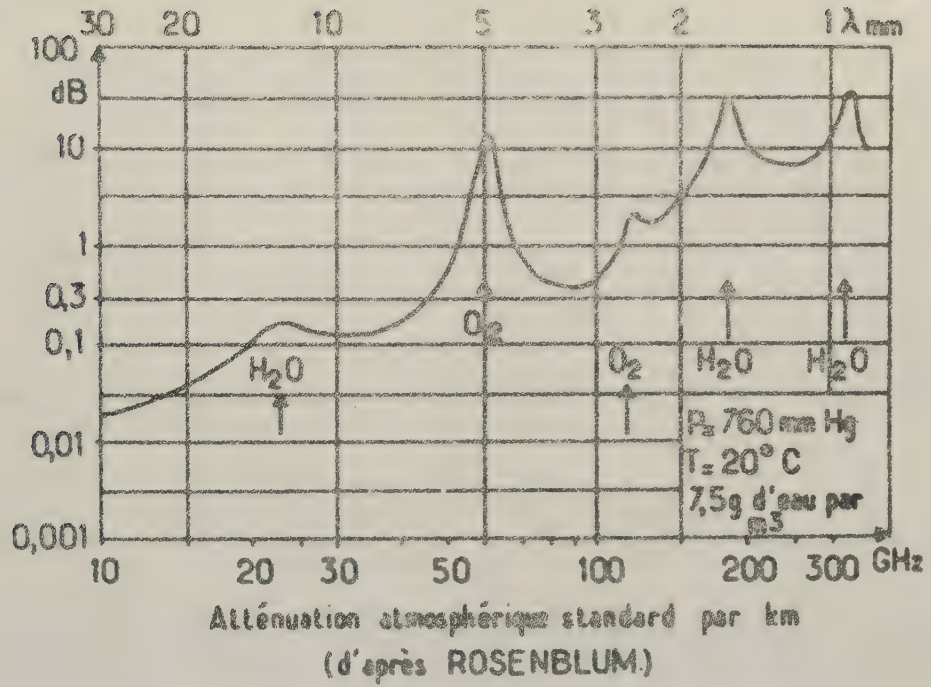



Fig. 1

Nous avons donc réalisé et mis au point un radiotélescope, à 35 GHz, et nous avons ensuite fait des mesures de la transparence de l'atmosphère. L'absorption est due surtout à l'oxygène moléculaire et à la vapeur d'eau et son étude tant théorique qu'expérimentale a fait l'objet de quelques travaux. (Voir D.H. STAELIN pour la vapeur d'eau aux longueurs d'ondes millimétriques et P. TURON pour le domaine submillimétrique, C.W. TOLBERT pour l'oxygène). Mais les fluctuations de l'absorption en fonction de la variabilité de la teneur en vapeur d'eau avec les conditions météorologiques, le site et les turbulences sont encore peu connues. Aussi nous avons voulu étudier les variations de la transmission et en établir une statistique.

Bientôt une Recherche Coopérative sur Programme (CNRS) allait être conclue entre l'Observatoire de Paris-Meudon, celui de Bordeaux et le Laboratoire d'Optique ultrahertzienne, en vue de l'établissement d'un projet d'interférométrie radioastronomique en 8 mm et nos études de Doctorat apparaissaient en particulier comme des recherches préliminaires sur les conditions de réception et transmission de ces ondes.

# PREMIERE PARTIE

# REALISATION DU RADIOMETRE

# CHAPITRE I - 1

## PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT D'UN RADIOMETRE

Les radiomètres sont des récepteurs conçus pour la détection et la mesure des émissions radio de faible intensité, dues, dans la plupart des cas, à un rayonnement incohérent dont les propriétés statistiques ne diffèrent pas de celles du bruit de fond d'un récepteur ou du rayonnement d'un corps noir. Le niveau du signal est généralement bien inférieur à celui du bruit de fond du récepteur. La réalisation d'un tel dispositif, pourtant devenu classique, reste toujours délicate si l'on désire disposer d'un appareil de mesure stable et sensible. Les principes de base d'un radiomètre ont été décrits, en particulier par R.H. DICKE, et les conditions de sensibilité par J.L. STEINBERG. Sans établir une bibliographie complète concernant les radiomètres, nous devons cependant citer, pour une étude éventuelle, deux ouvrages : "Bruit de fond" de GRIVET et BLAQUIERE et "Radio Astronomy" de KRAUSS. Le développement des amplificateurs paramétriques et des masers a considérablement amélioré les performances de ces récepteurs, mais à l'heure actuelle les radiomètres fonctionnant dans la bande des 35 GHz n'ont pu encore bénéficier de ces techniques. Leur conception reste donc classique, elle est du type superhétérodyne. Nous allons en rappeler brièvement les principes essentiels.

Le radiomètre comprend deux ensembles :L'antenne et le récepteur.

### A - L'antenne

L'antenne est un élément de couplage entre une source de rayonnement et le récepteur. Si T est la température de brillance (ou luminance) de la source (vue du point où se trouve l'antenne), l'antenne produit une puissance de bruit égale à celle que produirait sa résistance de rayonnement, si elle était portée à une température Ta. Ta, température apparente d'antenne ou température d'antenne, est fonction de T, de l'angle solide sous lequel est vue la source et des caractéristiques de l'antenne. La puissance fournie au récepteur, considéré comme une charge adaptée, est égale à k Ta B.

k = constante de Boltzmann

B = bande passante du récepteur

B - Le récepteur

Le plus classique est le récepteur superhétérodyne dont la figure 2 donne le schéma. Il n'y a aucun filtre entre l'antenne et le récepteur qui puisse éliminer la fréquence image. Le récepteur est donc à deux canaux dont les bandes passantes sont égales à la bande passante de l'amplificateur moyenne fréquence et dont les fréquences centrales sont :

$$f_{HF} = fo + f_{MF}$$

$$f'_{HF} = fo - f_{MF}$$

Les signaux dans les deux canaux sont pratiquement égaux en puissance et statistiquement indépendants.

Le mélangeur de fréquences est un élément linéaire si l'amplitude du signal d'antenne est faible par rapport à celle de l'oscillateur local. Cette condition est en général largement satisfaite et la puissance du signal de sortie du mélangeur et de l'amplificateur moyenne fréquence est directement proportionnelle à la puissance disponible à l'entrée du récepteur. Les différents composants du récepteur produisent un bruit dont la température $T_r$ s'ajoute à la température d'antenne $T_a$. $T_r$ est la température à laquelle il faudrait porter la résistance de rayonnement de l'antenne pour qu'elle produise une puissance de bruit égale à celle du récepteur soit :

$$P_r = k\, T_r\, B$$

La puissance totale ramenée à l'entrée du récepteur est donc :

$$P = k\,(T_a + T_r)B$$

A la sortie de l'amplificateur moyenne fréquence la puissance du signal sera égale à :

$$P_{MF} = G\, k\,(T_a + T_r)B$$

G = gain en puissance de l'amplificateur moyenne fréquence.

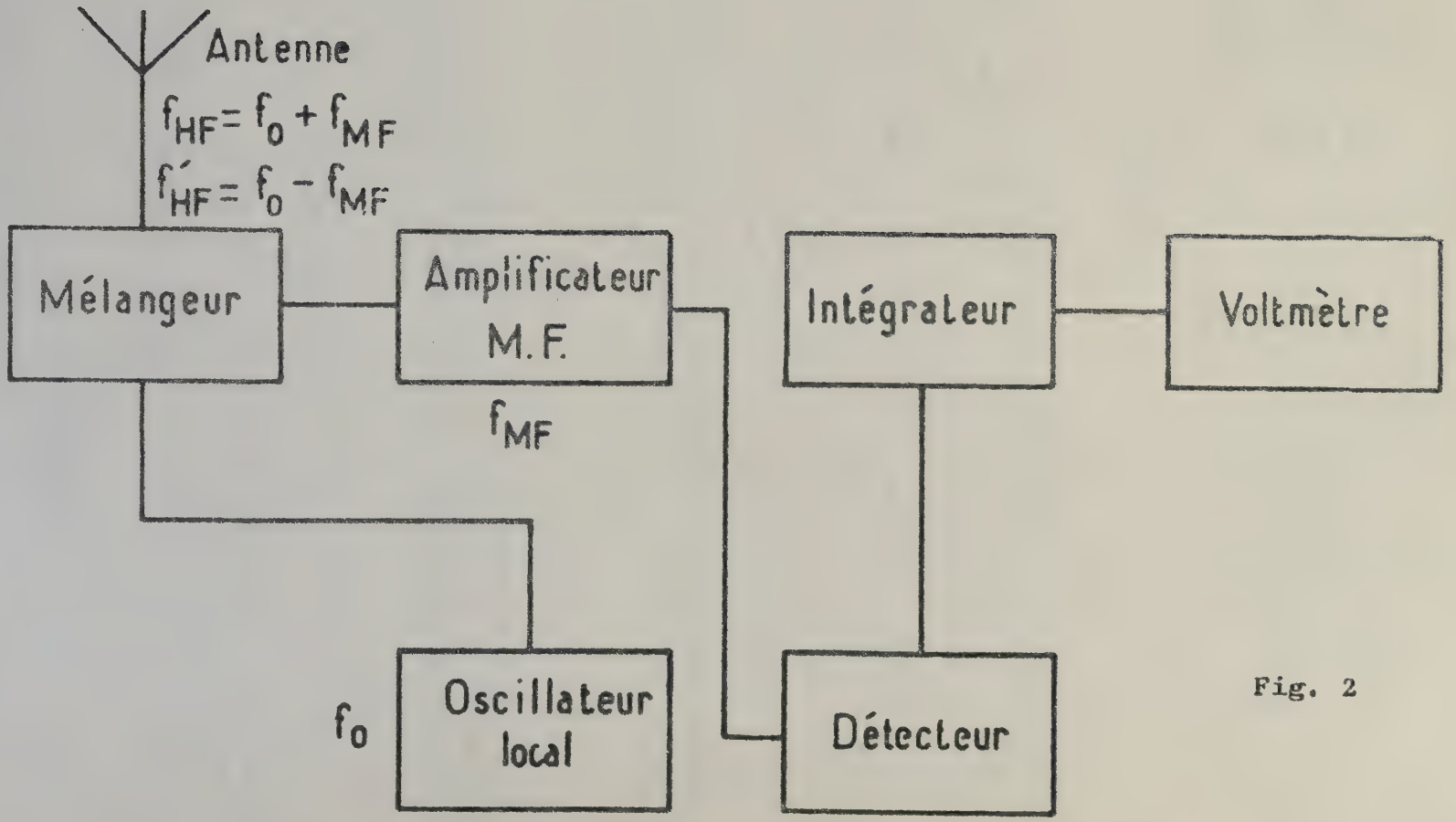

Antenne
$f_{HF} = f_0 + f_{MF}$
$f'_{HF} = f_0 - f_{MF}$
Mélangeur
Amplificateur M.F.
$f_{MF}$
Intégrateur
Voltmètre
$f_0$
Oscillateur local
Détecteur

Fig. 2

Si le détecteur présente une réponse quadratique, la déviation D du voltmètre est directement proportionnelle à $G\,k\,(T_a + T_r)\,B$. L'échelle du voltmètre peut être étalonnée en température de bruit. La fluctuation aléatoire de la puissance de bruit, donc du signal enregistré, ne permet pas de mesurer des variations de la température d'antenne infiniment petites. La limite théorique $\delta T$ de la sensibilité du radiomètre est la valeur quadratique moyenne des fluctuations de l'appareil de mesure.

$$\delta T = \frac{Ta + Tr}{\sqrt{B\,\tau}}$$

$\tau$ = constante de temps du circuit intégrateur. Mais on constate que les fluctuations de l'appareil de mesure sont plus importantes que ne le laisse prévoir la théorie. Elles sont généralement dues à une variation aléatoire du gain qui dépend principalement des tensions d'alimentation. Ces variations, appelées généralement "dérives", ont un spectre de fréquences relativement bas, que l'on peut supposer inférieur à 10 Hz. Nous considérons comme négligeable toute autre fluctuation anormale, tel que l'effet de scintillation, qui a d'ailleurs un spectre de fréquence plus étendu. Les fluctuations dues aux "dérives" du gain, étant relativement lentes, elles peuvent provoquer une variation du signal de sortie identique à celle produite par une variation effective $\delta T_a$ de la température d'antenne.

$$\Delta D = G\,\delta Ta = \Delta G\,(Ta + Tr)$$

La sensibilité du radiomètre est donc pratiquement réduite à une valeur $\delta T_G$ égale à la variation apparente de la température d'antenne due à une variation du gain.

$$\delta T_G = \frac{\Delta G}{G}\,(Ta + Tr)$$

$\delta T_G$ peut être bien supérieur à la valeur théorique $\delta T$. Ainsi pour un récepteur dont les caractéristiques sont : $T_a$ = 1000° K, $T_r$ = 3000° K, B = 4 MHz, $\tau$=1 s, $\frac{\Delta G}{G} \leq \frac{1}{100}$, la sensibilité théorique serait :

$$\delta T = \frac{Ta + Tr}{\sqrt{B\tau}} = 2\ ^\circ K$$

et la sensibilité réelle :

$$\delta T_G = \frac{\Delta G}{G}\,(Ta+Tr) \leq 40^\circ K$$

Si la sensibilité du radiomètre est diminuée, il en est de même de la précision relative des mesures de la température d'antenne qui seront affectées d'une incertitude $\Delta T_a$ égale à $\delta T_G$ :

$$\frac{\Delta Ta}{Ta} \leq \frac{\Delta G}{G} \left(1 + \frac{Tr}{Ta}\right) = \frac{4}{100}$$

Dans le cas idéal d'un récepteur dont la température de bruit serait nulle, mais le gain cependant instable, la précision des mesures serait :

$$\frac{\Delta Ta}{Ta} \leq \frac{1}{100} \qquad \text{quelque soit } T_a.$$

Il est impossible d'avoir un facteur de gain rigoureusement constant, mais il est souhaitable que l'influence de ses fluctuations soit diminuée.

DICKE a éliminé la contribution du bruit propre au récepteur dans l'erreur due aux variations du gain, en réalisant un récepteur dont l'entrée est commutée entre l'antenne et une source de bruit de comparaison, avec une période faible par rapport aux fluctuations possibles de l'amplificateur. Dans ce cas on peut admettre que le gain est constant pendant un cycle.

Nous savons que la puissance de bruit fournie par l'antenne est : $P_a = k\, T_a\, B$

La puissance de bruit de la source de comparaison :

$$P_{bc} = k\, T_{bc}\, B$$

$T_{bc}$ = température de bruit de la source de comparaison.

Quand le récepteur est connecté à l'antenne, le signal de sortie est proportionnel à $G\,(T_a + T_r)$, et lorsqu'il est connecté à la source de comparaison, il est proportionnel à $G\,(T_{bc} + T_r)$. Il y a modulation du signal d'entrée du récepteur. Un détecteur synchronisé avec le commutateur permet de faire la différence des deux signaux. Le signal résultant est proportionnel à : $G\,(T_a - T_{bc})$.

La variation apparente de la température d'antenne due à l'instabilité de G est :

$$\delta T_G = (T_a - T_{bc}) \quad \frac{\Delta G}{G}$$

et la précision relative sur la détermination de $T_a$ :

$$\frac{\Delta Ta}{Ta} = \frac{\Delta TG}{Ta} \leqslant (1 - \frac{Tbc}{Ta}) \frac{\Delta G}{G}$$

Si $T_a = T_{bc}$, toute erreur due aux fluctuations du gain est éliminée et dans le cas où : Ta = 1000°K
Tbc = 290°K

avec $\frac{\Delta G}{G} \leqslant \frac{1}{100}$

$$\frac{\Delta Ta}{Ta} \leqslant \frac{7}{1000}$$

Si nous comparons ces résultats avec ceux que nous avons vus dans le cas d'une réception sans modulation, nous constatons que le système de DICKE possède un avantage certain. Cependant, il faut noter que l'antenne ne fournit de l'énergie que pendant la moitié du temps si l'on admet que la commutation correspond à une modulation en créneaux. La sensibilité théorique du récepteur, à gain constant, se trouve donc diminuée d'un facteur 2.

$$\frac{\delta T}{(Ta+Tr)} = \frac{2}{\sqrt{B\tau}}$$

Si la modulation est sinusoïdale, de même que la tension de référence de la détection synchrone, la sensibilité théorique est légèrement plus faible :

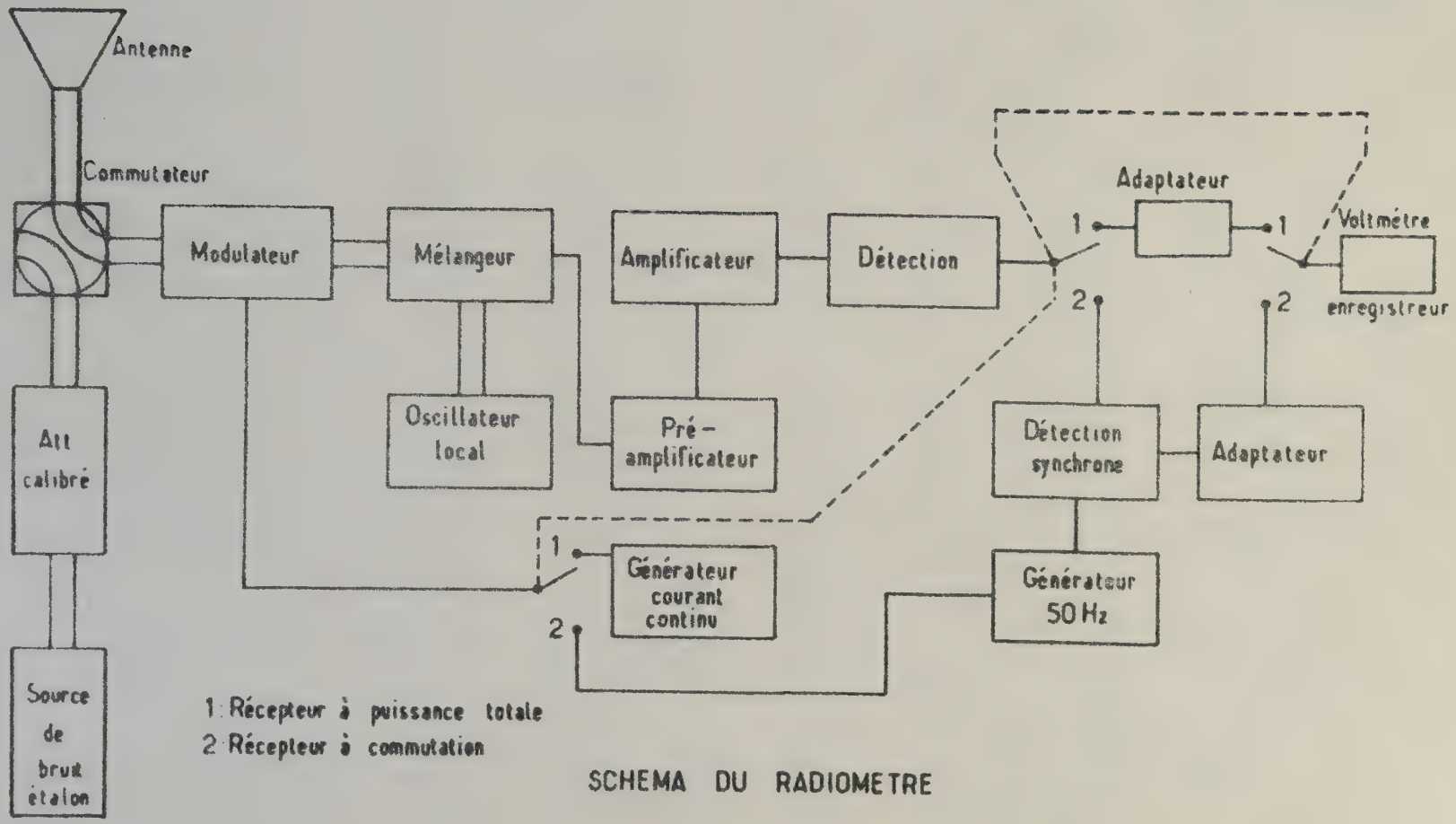
$$\frac{\delta T}{Ta+Tr} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{B\tau}}$$

En utilisant les valeurs numériques que nous avons citées en exemple, nous constatons que $\delta T$ est de l'ordre de 6° K. Cette valeur est encore admissible puisqu'elle est du même ordre de grandeur que l'incertitude due aux variations du gain.

## Solution adoptée

Nous avons réalisé tout d'abord un radiomètre sans commutation, (CHARRU, PICHERIT, LISSAYOU), que l'on appelle aussi un radiomètre à puissance totale, dont les caractéristiques sont voisines de celles que nous avons données en exemple.

Nous avons été amené à adopter par la suite le dispositif de DICKE pour augmenter la fiabilité de notre appareil pour des mesures relativement longues. Comme nous le montre le schéma de la figure 3 nous avons gardé la possibilité de fonctionner en récepteur à puissance totale à simple compensation de la température de bruit du récepteur. Pour des mesures rapides pendant lesquelles nous pouvons considérer le gain constant, nous bénéficions du maximum de sensibilité, soit : 2° K.




SCHEMA DU RADIOMETRE

Fig. 3

## CHAPITRE I - 2

## ETUDE DE L'ANTENNE

Le gain ne peut suffire à caractériser une antenne utilisée à la réception de faibles signaux, et il ne faut pas négliger la contribution de l'antenne au bruit total du récepteur. Ainsi L.V. BLAKE définit pour une antenne, une"figure de mérite" qui est le rapport entre la surface effective de captation de l'aérien et la température totale de l'ensemble antenne-récepteur. Le bruit de l'antenne a plusieurs origines :

- Les sources extraterrestres : En règle générale nous pouvons considérer comme négligeable leur contribution si elles ne sont pas dans le lobe principal du diagramme d'antenne.

- Le sol : La terre est un semi corps noir, et nous admettrons que sa température est de 290°K;c'est la température de référence pour la mesure du facteur de bruit des récepteurs. La contribution du bruit du sol à la température de l'antenne se fait par l'intermédiaire des lobes secondaires et arrières du diagramme de rayonnement.

- L'atmosphère : La troposphère étant partiellement absorbante, est classée comme une source de bruit. Mais nous n'en tiendrons pas compte, car elle ne peut être éliminée et sa contribution est faible.

- Les pertes ohmiques dans les conducteurs. Les deux principes de base dans la réalisation d'une antenne à faible bruit sont : diminution des lobes latéraux et arrières, et diminution des pertes ohmiques de l'antenne. Ces principes ne s'appliquent seulement qu'aux antennes très directives caractérisées par une grande ouverture par rapport à la longueur d'onde et il est nécessaire d'utiliser un réflecteur parabolique.

On souhaite d'autre part que le gain soit aussi proche que possible du maximum théorique, c'est-à-dire que l'ouverture soit éclairée uniformément en amplitude, en phase et en polarisation, mais une loi d'illumination uniforme (ou même non uniforme, mais avec un niveau non nul sur le bord de l'antenne spill-over) produit des lobes secondaires de niveau élevé, ainsi que des lobes arrières importants appelés lobes de débordement, et augmente ainsi la contribution du sol à la température de bruit de l'antenne. La recherche d'un compromis est donc nécessaire.

Plutôt qu'une antenne illuminée par une source primaire située au foyer, nous avons choisi une antenne du type Cassegrain. Une telle antenne comporte un réflecteur auxiliaire hyperbolique dont l'axe est confondu avec celui de la parabole et son foyer avec celui du réflecteur principal. La source primaire est ainsi ramenée près du sommet du paraboloïde et la liaison par guide d'onde jusqu'au mélangeur se trouve ainsi raccourcie, les pertes en propagation guidée à 35 GHz étant très importantes, environ de 0,65 dB par mètre. De plus, en jouant sur la géométrie du réflecteur auxiliaire, on peut améliorer les performances du système d'illumination.

Le choix des différents éléments de l'antenne a donc été déterminé à partir des considérations qui précèdent.

## A) Le miroir

Il fut choisi en fonction du programme de mesures que nous nous étions fixé : La mesure de l'absorption atmosphérique en utilisant le soleil comme source de rayonnement. Comme le montre COATES, le soleil est une radiosource dont la température de brillance est de 6000°K. En fait la température de brillance n'est pas uniforme sur le disque solaire, et pour pouvoir considérer le soleil comme une source définie, il faut que le pouvoir séparateur de l'antenne (égal à l'ouverture à mi-puissance de lobe principal) soit de l'ordre du diamètre apparent du soleil. Un miroir dont l'ouverture circulaire est éclairée uniformément a un pouvoir séparateur égal à $\lambda/D$ , $\lambda$ étant la longueur d'onde du rayonnement et D le diamètre de l'ouverture.

A 35 GHz le soleil radio a la même dimension que le disque optique (photosphère) soit 32' (nous négligeons les variations dues à l'excentricité de l'orbitre terrestre). Ainsi un miroir de 1 m de diamètre est suffisant.

Nous avons utilisé un miroir mis à notre disposition par la Station de Radio-astronomie de Nançay. Ce miroir est un paraboloïde de révolution de 1,10 m de diamètre, sa distance focale est de 47,2 cm et son angle d'ouverture de 120°. Les caractéristiques de sa surface emboutie correspondent aux impératifs d'une utilisation à 10 GHz, car c'est l'ancien aérien d'un radar 3 cm.

## B - La source primaire

La source primaire est un cornet à ouverture circulaire, muni d'une lentille d'adaptation, fabriqué par la C S F. Le diamètre de l'ouverture est de 5 cm. Le cornet suivi d'un tronçon de guide circulaire est relié à un guide rectangulaire par l'intermédiaire d'une transition convenable. L'ouverture à mi-puissance du diagramme de rayonnement du cornet est de 11°2 dans le plan E (fig.4). Le lobe principal est entièrement contenu à l'intérieur d'un cône ayant un angle au sommet de 20°30'. La sensibilité du récepteur utilisé pour tracer le diagramme était insuffisante pour relever d'une manière précise les caractéristiques des lobes secondaires dont le niveau est au moins 20 dB au-dessous du niveau du lobe principal,(ouverture à mi-puissance,plan H :12,1°).

La direction $\theta = 0$ étant l'axe du diagramme de révolution, nous savons que le gain du cornet est donné par la formule (THOUREL)

$$G = \frac{2}{\int_0^{\pi} \rho(\theta) \sin\theta \, d\theta}$$

Afin de connaître le gain de ce cornet, nous avons calculé et tracé la courbe représentative de la fonction $\rho(\theta) \sin\theta$ et nous avons fait une intégration graphique limitée au lobe principal.

Si les lobes secondaires étaient négligeables nous aurions un gain de 24,4 dB. Le constructeur annonce un gain de l'ordre de 25 dB. Mais nous avons directement mesuré ce gain, car nous possédions deux cornets identiques. L'un fut employé à l'émission, l'autre à la réception. La relation entre la puissance émise $P_e$ et la puissance reçue $P_r$ à la distance d d'une onde de longueur $\lambda$ est l'équation des radiocommunications :

$$Pr = Pe. Ge. Gr (\lambda/4\pi d)^2 \text{ Cos } \alpha$$

$\alpha$ est l'angle entre les plans de polarisations des deux cornets. $G_e$ et $G_r$ sont les gains respectifs des cornets émetteur et récepteur et dans ce cas on peut admettre qu'ils sont égaux.

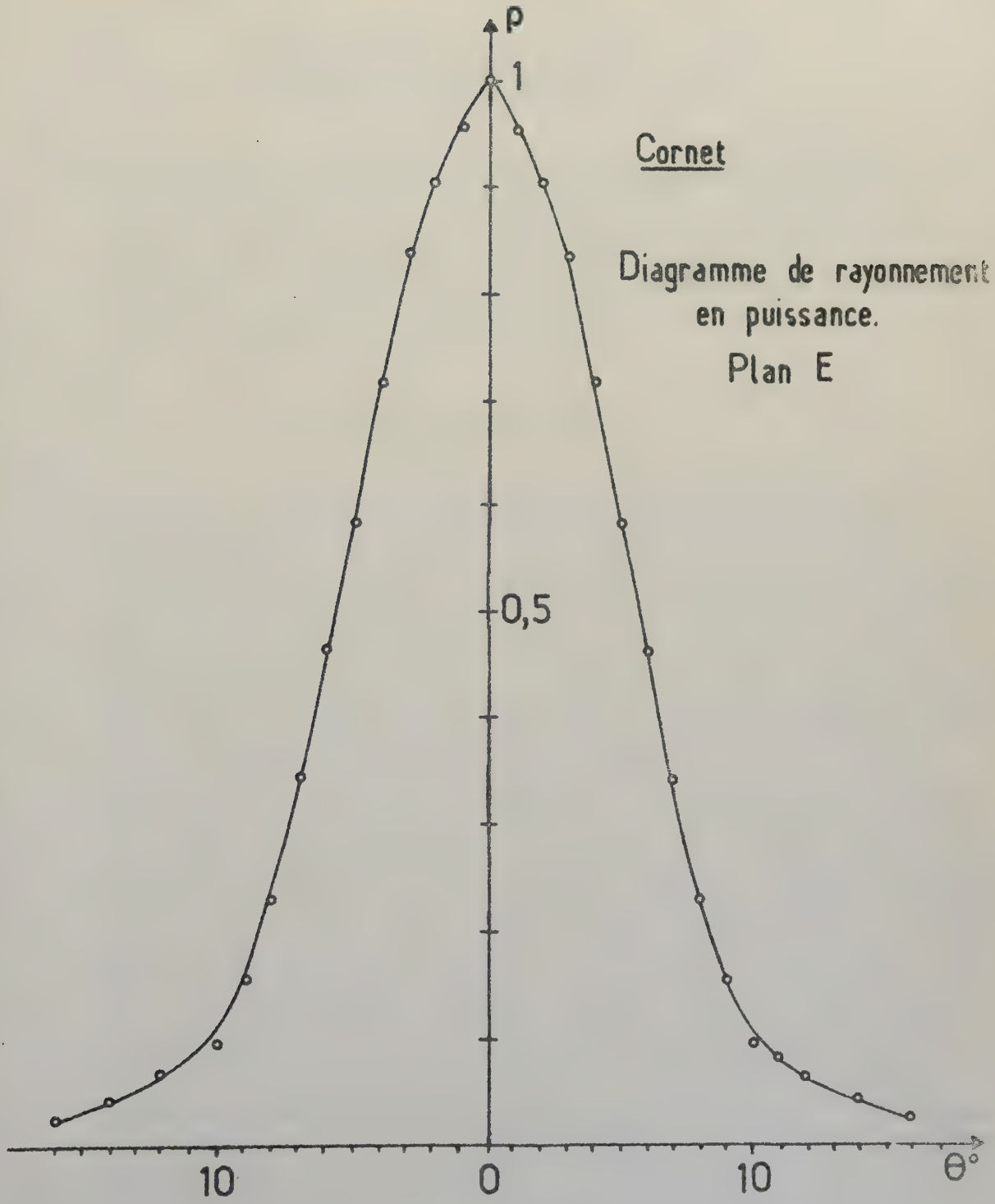

P
1
0,5
Cornet
Diagramme de rayonnement
en puissance.
Plan E
10
0
10
θ°

Fig. 4

La mesure nous donne une valeur du gain égale à 22,5 dB. La différence entre le gain calculé et le gain mesuré, soit 1,9 dB, est due aux lobes secondaires. Le rendement en lobe est donc 70% environ.

Détermination du centre de phase de la source primaire

A l'aide d'un montage interférométrique annexe nous avons étudié la configuration des surfaces d'ondes émises par le cornet, ceci à différentes distances du cornet. Nous avons constaté qu'elles étaient sensiblement sphériques et concentriques, tant que l'on restait à une distance du cornet supérieur à 50 cm. Le centre de phase du cornet se trouve derrière l'ouverture à une distance de 13 cm environ.

## C- Réflecteur secondaire

Le réflecteur secondaire est hyperbolique, situé sur l'axe au voisinage du foyer du réflecteur principal. Un de ses foyers coïncide avec le foyer du paraboloïde, l'autre avec le centre de phase de la source primaire. Son rôle est d'augmenter l'ouverture du faisceau tout en le réfléchissant vers le paraboloïde. Nous avons écrit au début de ce chapitre que le réflecteur auxiliaire permettait d'améliorer les performances du système d'illumination. En effet l'excentricité de l'hyperbole est choisie pour que le faisceau issu du cornet illumine le miroir principal de telle manière que le niveau des lobes secondaires soit le plus faible possible. Pour réaliser un éclairement uniforme dans la majeure partie de l'ouverture du paraboloïde et un éclairement nul sur les bords, compte-tenu du diagramme de rayonnement de la source primaire, il aurait fallu un réflecteur secondaire constitué en fait de deux parties (MANDEL, ROGER, TOCQUEC) la zone centrale ferait partie d'un hyperboloïde de révolution, la périphérie ayant un profil parabolique de concavité opposée à l'hyperboloïde. Nous ne pouvions pas réaliser une telle surface au laboratoire et nous avons dû nous limiter à la réalisation d'un hyperboloïde de révolution. Nous avons simplement déterminé l'excentricité de l'hyperbole pour que l'illumination du paraboloïde soit très atténuée sur le bord. La quasi totalité du rayonnement dû au lobe principal de la source primaire est réfléchie par l'hyperbole et illumine tout le miroir parabolique qui est limité à un cône d'angle au sommet $2\theta = 20°30'$ (fig. 5). Après réflexion sur l'hyperboloïde, l'ouverture du lobe est égale à $2\theta = 120°$.

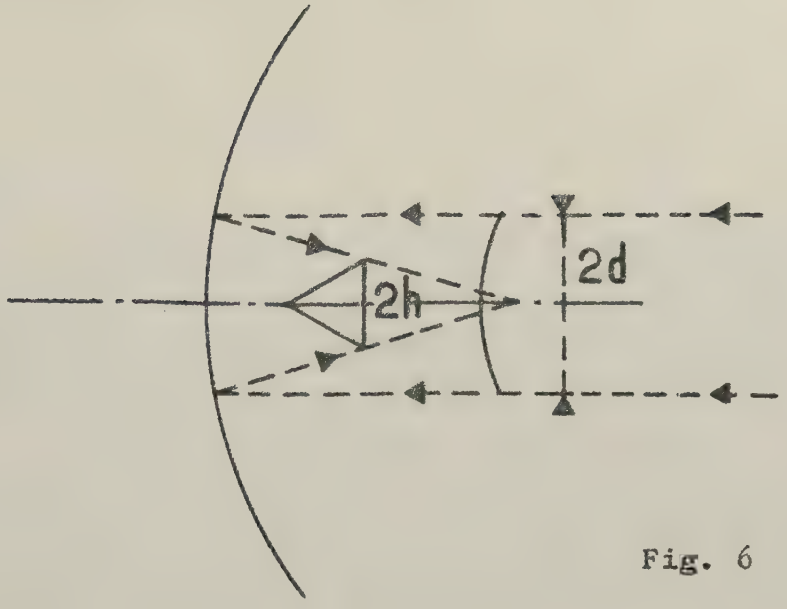



Fig. 6

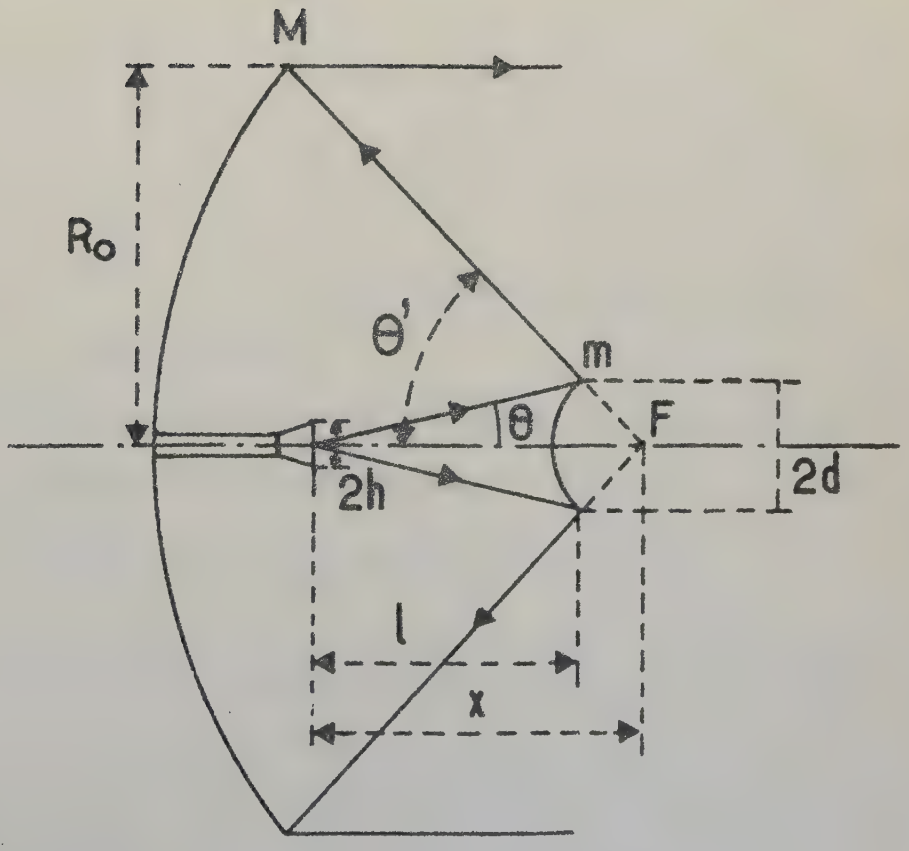



Fig. 5

De ces données nous calculons l'excentricité de l'hyperbole :

$$e = \frac{\sin\left(\frac{\theta' + \theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta' - \theta}{2}\right)} = 1,35 \qquad \theta' = 60° \qquad \theta = 10°15'$$

Le choix du diamètre du réflecteur Cassegrain résulte d'un compromis : un réflecteur auxiliaire fonctionne d'autant mieux qu'il est grand par rapport à la longueur d'onde mais par contre il crée une ombre importante dans le plan d'ouverture de l'antenne, diminue le gain et donne lieu à des lobes secondaires de niveau élevé. Comme nous le montrons sur la figure 6, nous avons choisi le diamètre 2d en fonction du diamètre 2h du cornet et des positions respectives du cornet et de l'hyperboloïde de façon que le cornet soit dans le cône d'ombre dû à l'hyperbole. Cette solution préconisée par P.W. Hannan impose les relations suivantes entre les différentes dimensions du système.

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{e+1}{e-1} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{d}{x-\ell}$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{d}{\ell}$$

$$\frac{h}{x} = \frac{d}{f}$$

$\theta' = 60°, \theta = 10°, 2h = 5$ cm, $e = 1,35$

nous avons :

x = distance du cornet au foyer de l'hyperbole=26,8 cm

2d = diamètre de l'hyperboloïde = 8,8 cm

l = distance du cornet au plan arrière de l'hyperbole = 24,29 cm

## D - Illumination du réflecteur parabolique

Connaissant le diagramme en champ de la source primaire nous avons déterminé l'illumination théorique sur l'ouverture. L'ensemble cornet-hyperbole est équivalent à une source primaire située au foyer

du paraboloïde et son diagramme en champ $E_1(\theta')$ est déduit du diagramme $E(\theta)$ du cornet par la relation :

$$\operatorname{tg}\frac{\theta'}{2} = \frac{e+1}{e-1}\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}$$

La source équivalente produit un champ E sur une sphère de rayon f égal à la distance focale du paraboloïde. Le champ sur la parabole est $E_2(\theta') = E_1(\theta').\frac{1+\cos\theta'}{2}$.

Si Ro est le rayon de l'ouverture du paraboloïde, un point de l'ouverture sera défini par $r = \frac{R}{Ro}$, R étant la distance du point au centre de l'ouverture.

$$r = 2\operatorname{tg}\frac{\theta'}{2} \times \frac{f}{Ro}$$

Nous calculons alors $E_3(r)$ en chaque point pour $o<r<1$. La distribution du champ est tracée sur la figure 7. On obtient une illumination qui est la superposition d'une illumination inconnue et d'une illumination uniforme d'un niveau inférieur à 13 dB par rapport à la précédente. Nous avons comparé cette illumination aux illuminations en $(1-r^2)$ et en $(1-r^2)^2$ plus une illumination constante de même niveau que précédemment. Nous constatons que les courbes sont voisines et nous pouvons prévoir les caractéristiques du diagramme de rayonnement de l'aérien à partir des abaques données par L. THOUREL pour une ouverture circulaire de 1,10 m de diamètre et une longueur d'onde de 8,5 mm.

| | Illumination en $(1-r^2)$ | Illumination en $(1-r^2)^2$ |
|---|---|---|
| gain | : 52 dB | 49,5 dB |
| largeur à mi-puissance | : 34' | 39' |
| position du premier zéro | : 44' | 55' |
| niveau du 1er lobe secondaire | : 24 dB | 30 dB |

Ces valeurs sont données pour un affaiblissement infini sur les bords. Pour une atténuation de 13 dB sur les bords, le gain est approximativement diminué de 1 dB, le niveau du premier lobe secondaire augmenté de 2,5 dB et l'ouverture à mi-puissance du lobe diminué de 5%.

Comparaison des distributions de champ.

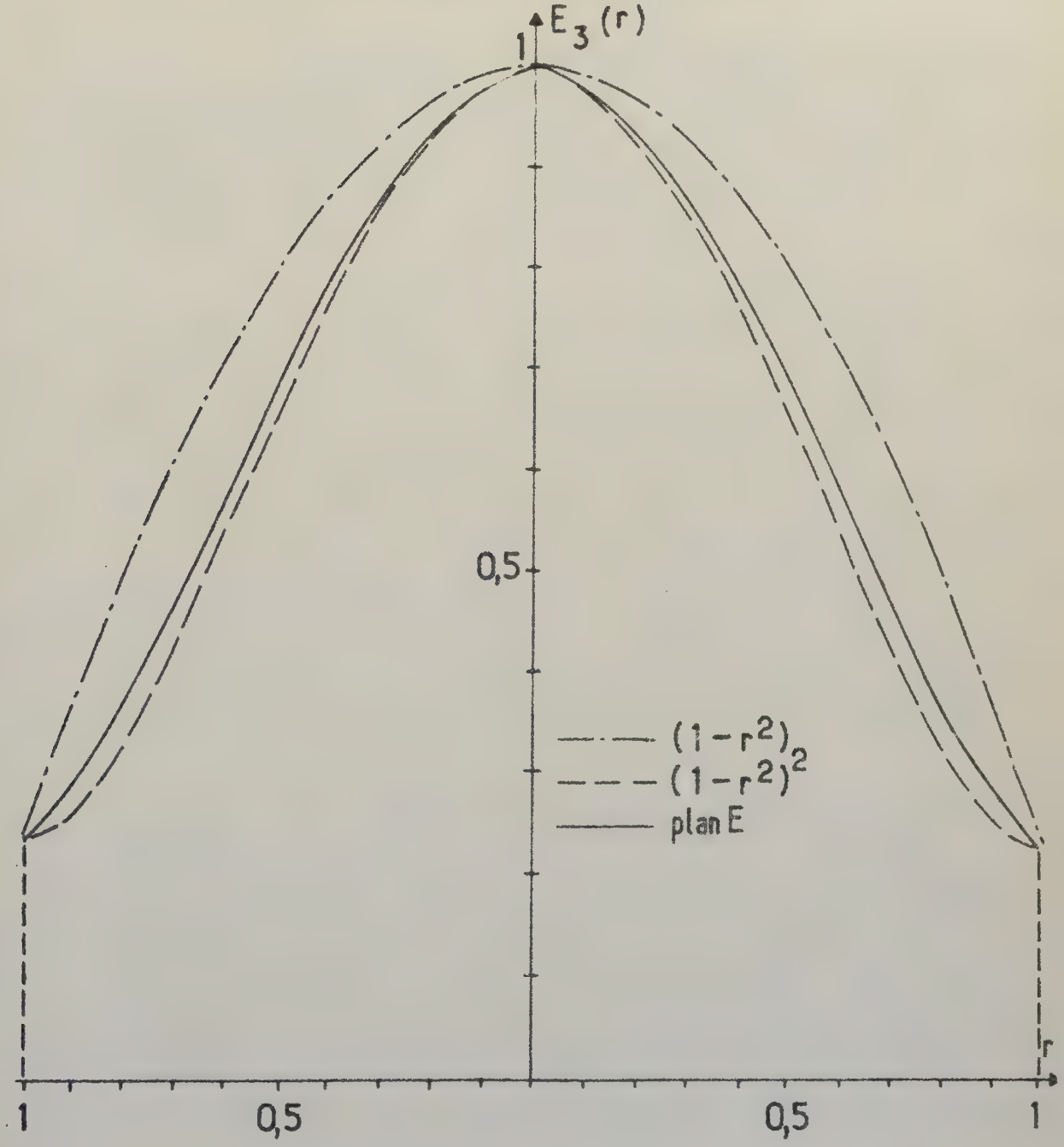



Fig. 7

## E - Mise en service de l'antenne et mesures de contrôle

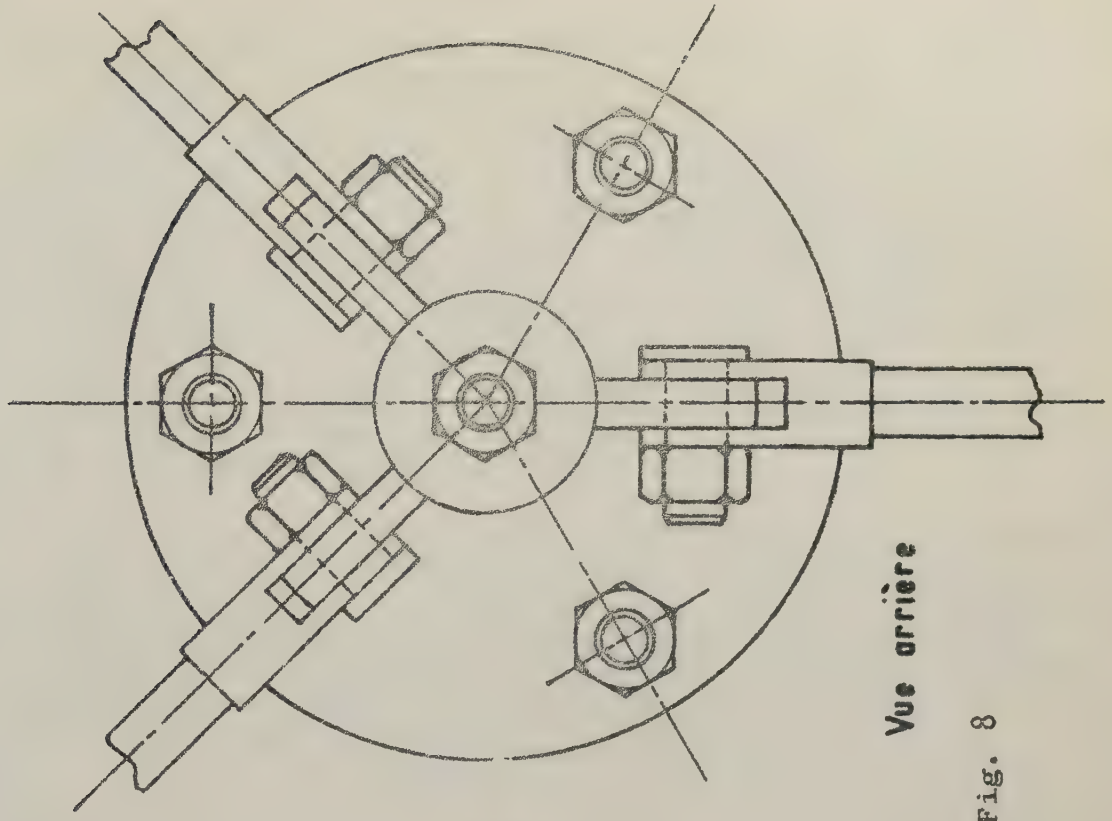
Les calculs théoriques concernant les positions du cornet et du réflecteur secondaire ne donnent qu'une connaissance approchée des solutions. Il est nécessaire de faire des essais car, pour la courte longueur d'onde de 8,5 mm, un réglage fin s'impose. Il faut donc disposer d'une source de rayonnement pour mesurer le gain et tracer le diagramme.

Nous aurions pu utiliser le soleil, mais cela aurait imposé des positions d'antenne telles que l'accès aux différents éléments (cornet, hyperboloïde) aurait été difficile à moins de dépointer l'aérien pour chaque réglage. Il nous a semblé plus aisé d'utiliser un émetteur situé à une distance suffisamment grande pour qu'il soit considéré comme étant dans la zone dite de Fraunhofer .L'antenne et l'émetteur sont alors en position fixe. L'axe de l'antenne étant à peu près horizontal, il est très facile d'accéder au miroir secondaire et au cornet. L'émetteur, constitué essentiellement d'un klystron et d'un cornet d'émission fut placé sur un autre bâtiment de la Faculté situé à 440 m de l'aérien. La relation classique $2(2\,Ro)^2/\lambda$ donnant la limite de la zone de Fraunhofer impose une distance minimum de 300 m. L'émetteur et l'aérien récepteur étant à des altitudes respectives de 20 m et de 38 m par rapport au sol, les réflexions parasites sont négligeables.

La position du miroir secondaire est très critique. Son support (trois bras à 120°, de longueur réglable a été conçu pour avoir le plus de degrés de liberté possible (fig. 8). L'obtention du gain maximum, d'un lobe principal symétrique et de lobes secondaires atténués, nécessita un réglage long et délicat. Il fallut enregistrer et étudier des diagrammes très variés. L'ultime réglage correspond à un déplacement axial de l'hyperboloïde inférieur à 0,5 mm. Par contre la position de la source primaire est bien moins critique et un déplacement axial du cornet inférieur à 1 cm ne modifie pas de manière sensible les caractéristiques de l'antenne.

### a) Diagramme de rayonnement

Pour tracer le diagramme de rayonnement nous avons préféré utiliser le soleil comme source. Nous avons enregistré un défilement du soleil devant l'antenne



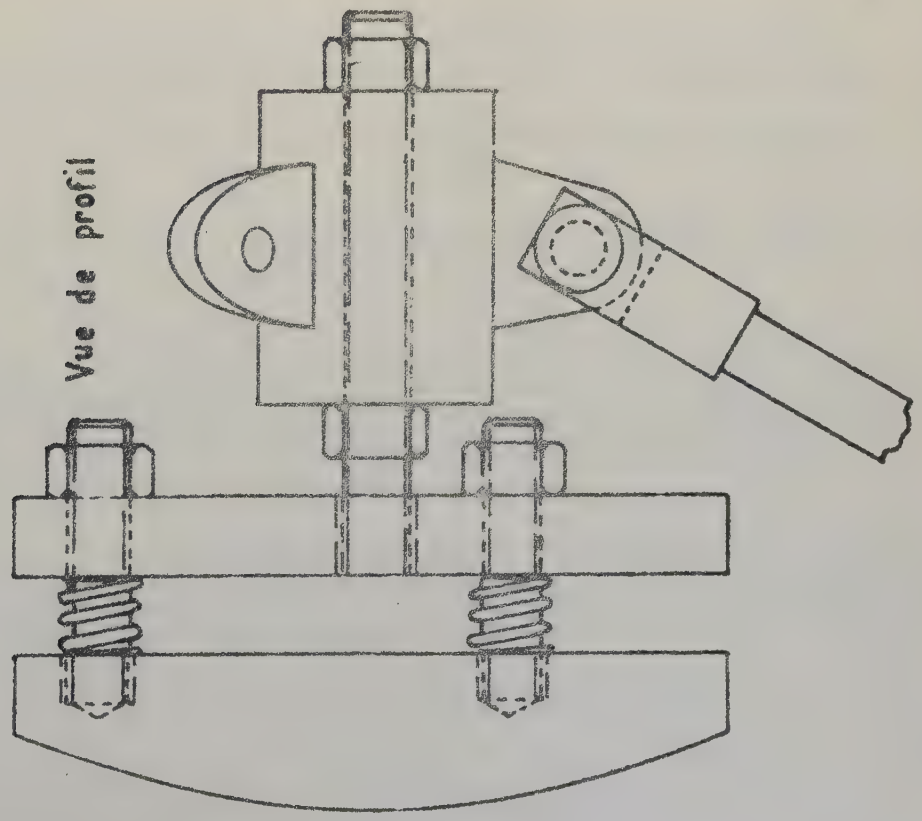




Fig. 8

préalablement pointée en déclinaison. Connaissant la vitesse de déroulement du papier (1,2 cm à la minute) et sachant que la vitesse angulaire du mouvement apparent du soleil de 15° par heure, nous avons pu mesurer les caractéristiques du diagramme. Comme nous le montre la figure 9, le diagramme (plan H) présente deux lobes secondaires collés au lobe principal. Nous verrons, lors de l'étude des circuits de détection, que la déviation de l'enregistreur est une fonction linéaire de la puissance à l'entrée du radiomètre. Le diagramme enregistré est donc le diagramme de rayonnement en puissance. En fait, ce n'est pas le diagramme réel car le soleil, n'étant pas une source ponctuelle, produit un élargissement apparent des lobes.

Nous avons calculé la correction à apporter afin de tracer le diagramme réel, en appliquant la théorie suivante, exposée par J.D. KRAUSS : le diagramme d'antenne pondère la distribution de brillance et si l'antenne est pointée sur la source, la densité de flux observée est donnée par la relation :

$$So = \iint B(\theta,\varphi)\ P(\theta,\varphi)\ d\Omega$$

$B(\theta,\varphi)$ = distribution de brillance de la source dans la direction $(\theta,\varphi)$ = watt.$m^{-2}$.$Hz^{-1}$.$rad^{-2}$

$P(\theta,\varphi)$ = diagramme d'antenne normalisé à l'unité

$d\Omega$ = angle solide élémentaire, autour de la direction $(\theta,\varphi)$, $rad^2$,

Lorsque l'antenne n'est pas alignée, la relation précédente doit être modifiée. Pour simplifier, nous considérons que le diagramme et la distribution de brillance ne dépendent que de $\theta$ au voisinage de $\varphi = \pi/2$. (fig.10).

La densité de flux, observée dans la direction $\theta_o$ où l'antenne est pointée, est la fonction de "cross-correlation" de la distribution de brillance et du diagramme d'antenne :

$$S(\theta_o) = \int B(\theta).\ P(\theta-\theta_o)\ d\theta$$

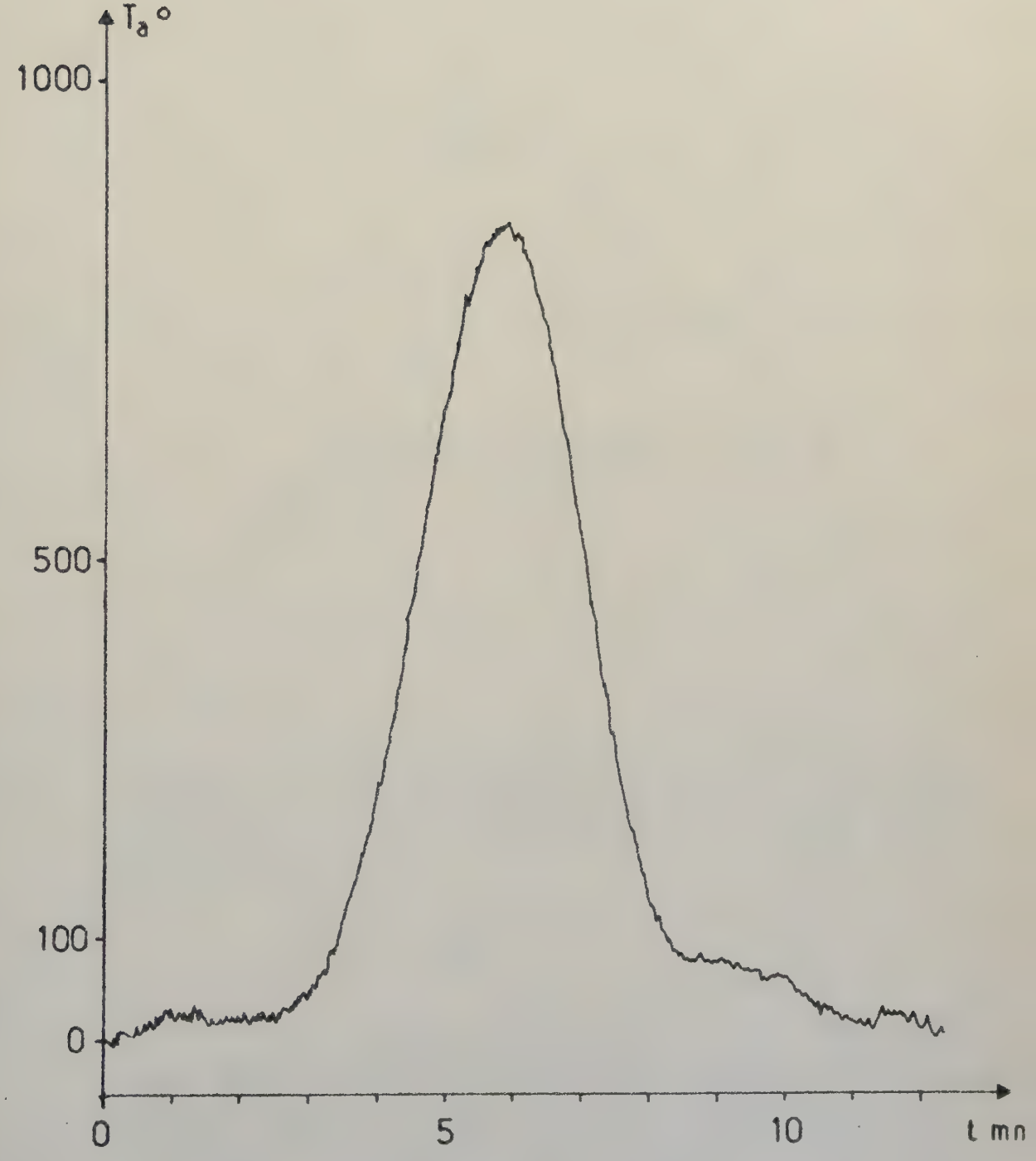



Fig. 9

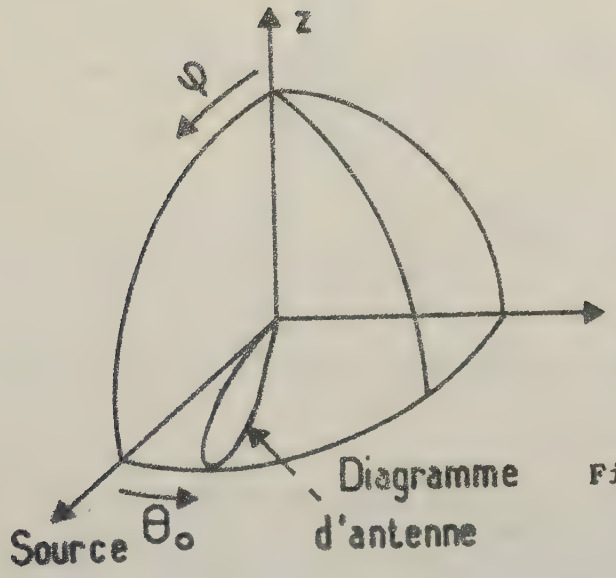



Fig. 10

Puisque le radiomètre est étalonné en température, il est préférable de déterminer la relation entre la température d'antenne $T_a(\theta_o)$ dans la direction $\theta_o$ et la température de brillance de la source $Ts(\theta)$.

$$Ta(\theta_o) = \frac{1}{\theta_A} \int Ts(\theta)\ P(\theta-\theta_o)\ d\theta$$

avec $\theta_A = \int P(\theta)\ d\theta$.

Si on fait tourner l'aérien, on fait varier $\theta_o$ et il y a un défilement de la source devant le lobe de l'antenne. La température observée $Ta(\theta_o)$ est proportionnelle à l'aire hachurée, délimitée par la courbe "produit" donnée par l'intégration précédente. Nous considérons que la température de brillance, sur le soleil, a une distribution uniforme et nous faisons l'intégration graphique comme le montre la figure 11.

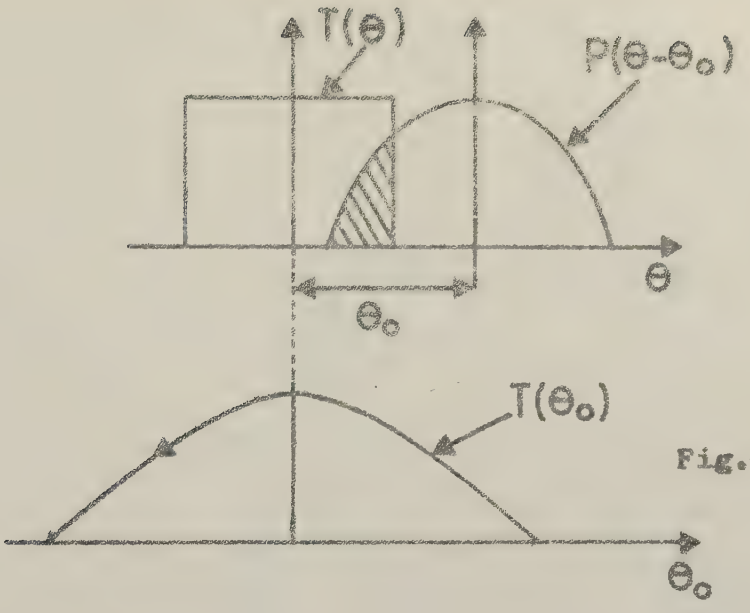



Fig. 11

Nous avons cherché qu'elle était la représentation de $P(\theta-\theta_o)$ qui après intégration donnait une courbe $Ta(\theta_o)$ semblable à celle de l'enregistrement, (courbe b - fig.12). La courbe a de la même figure est le diagramme supposé de l'aérien. La largeur à mi-puissance du lobe principal est de 35', au lieu de 42,5' pour le lobe enregistré. Le premier lobe secondaire est nettement détaché, le premier zéro étant à $\theta = 40'$ et le deuxième zéro à $\theta = 72'$. Ce lobe est dissymétrique, le niveau étant de 12 à 15 dB au-dessous du lobe principal. Ces valeurs sont en accord avec celles que nous avions prévues lors de l'étude de l'illumination du réflecteur. Seul le niveau des lobes secondaires est plus important, mais cela est dû aux erreurs de phase introduites sur l'ouverture par le défaut de surfacage du paraboloïde, qui était prévu pour une utilisation à 10 GHz.

b) Mesure du gain

Nous n'avons pu mesurer le niveau des autres lobes secondaires et par conséquent faire une intégration du diagramme de l'antenne afin de connaître le gain. Nous avons donc mesuré le gain par deux méthodes différentes qui donnent des résultats concordants.

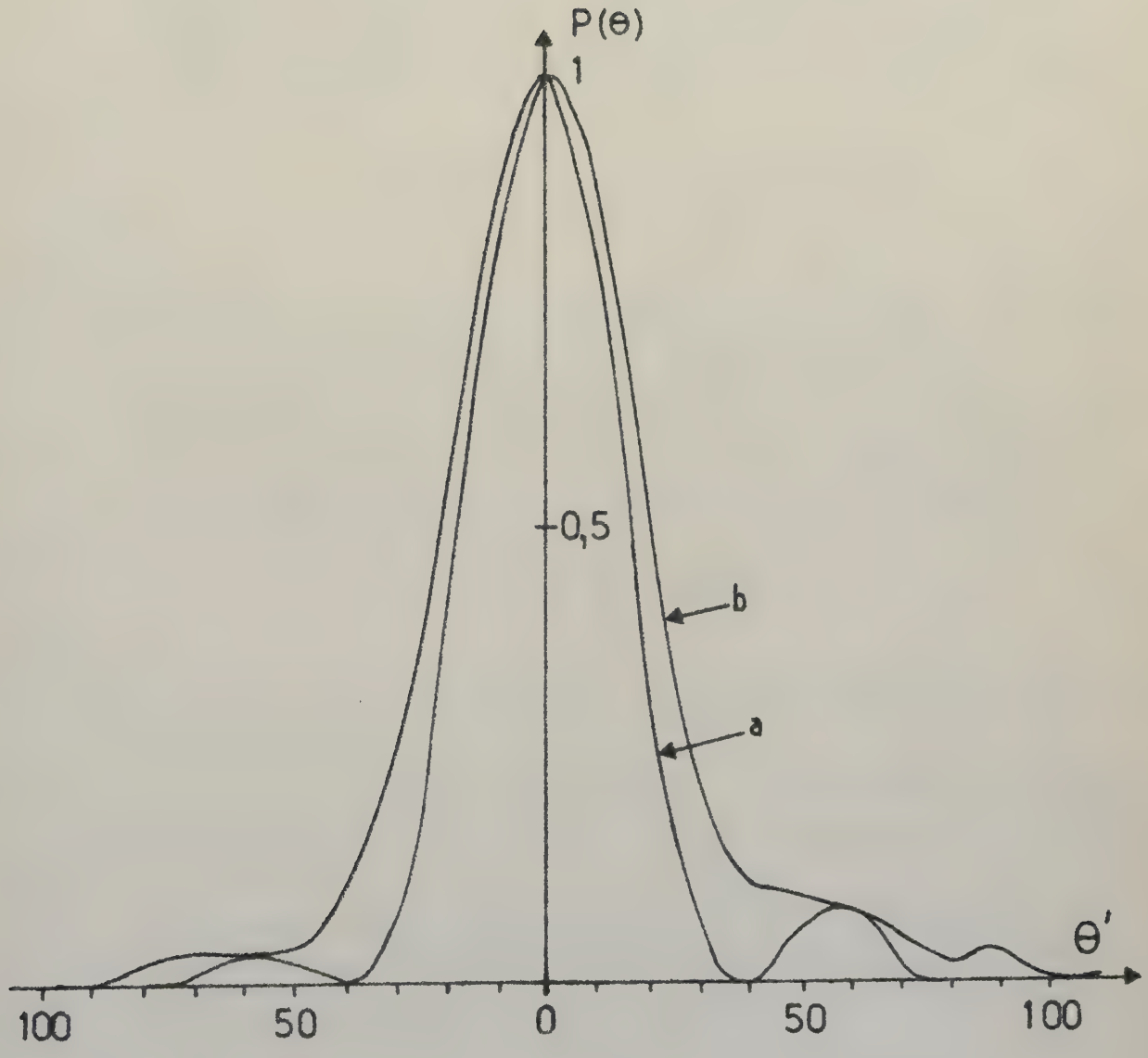



Fig. 12

## 1) Méthode des trois antennes

Nous avons dit lors de l'étude de la source primaire que nous disposions de deux cornets identiques dont le gain, mesuré en utilisant la base de 440 m, était de 22,5 dB. Nous avons conservé le même cornet à l'émission et comparé la puissance reçue avec l'aérien à celle reçue avec seulement le cornet. Nous avons trouvé une différence de 24 dB. Le gain total de l'aérien serait donc de 46,5 dB.

## 2) Méthode de la source étalon

Nous avons utilisé le soleil comme source. A 35 GHz le soleil est supposé rayonner comme un corps noir de même dimension à la température $T_s = 6000$ ° K. Nous négligeons l'absorption atmosphérique car nous avons fait la mesure lorsque le soleil était au zénith. Nous pouvons écrire la relation donnant la température apparente $T_a$ de l'antenne lorsque celle-ci est pointée sur la source (sans faire les simplifications énoncées au paragraphe a précédent)

$$Ta = \frac{Ts}{\Omega_A} \iint_{\Omega s} P(\theta,\phi)\, d\Omega$$

$\Omega_s$ = angle solide sous lequel on voit le soleil supposé de brillance uniforme.

$P(\theta,\phi)$ = diagramme de rayonnement de l'antenne

$\Omega_A = \iint_{4\pi} P(\theta,\phi)\, d\Omega$ = angle solide équivalent au diagramme d'antenne.

Etant donné que nous connaissons le diagramme de rayonnement nous pouvons calculer l'intégrale du deuxième membre. Nous mesurons Ta et nous pouvons en déduire la valeur de $\Omega_A$ et le gain G qui est donné par la relation suivante :

$$G = \frac{4\pi}{\Omega_A}$$

- Calcul de l'intégrale : $\iint_{\Omega s} P(\theta,\phi)\, d\Omega$

Nous considérons que le diagramme est de révolution autour de l'axe du paraboloïde, nous pouvons alors écrire que :

$$\iint_{\Omega s} P(\theta,\phi)\, d\Omega = 2\pi \int_{\theta s} P(\theta) \sin\theta .\, d\theta .$$

$\theta s$ = demi-angle au sommet de l'angle solide
= 16'

Nous avons intégré graphiquement :

$$\int_{\theta s} P(\theta) \sin\theta .\, d\theta = 2\pi \frac{\theta s^2}{2} \times 0,86 = \Omega s \times 0,86$$

Mesure de $T_a$

Par comparaison avec une source étalon mise à la place du cornet primaire, nous avons évalué la température d'antenne à 850°K. Il est difficile d'évaluer la précision d'une telle mesure car le cornet et la source ont des impédances qui ne sont pas parfaitement identiques, aussi leur permutation modifie légèrement les conditions d'adaptation des cristaux mélangeurs. Cependant nous devons noter que cet étalonnage donne le même résultat que si nous pointons l'antenne au zénith puis vers le sol; nous considérons alors que l'antenne est successivement en équilibre avec deux corps noirs de températures respectives : 20° K et 290° K.

Calcul de $\Omega_A$

Les résultats de l'intégration et de la mesure de $T_a$ permettent d'écrire les relations :

$$Ta = \frac{\Omega\, s}{\Omega\, A} \times 0,86 \times Ts$$

soit : $\Omega_A \simeq 0,45 .\, 10^{-3}$ rad$^2$ $(\theta_A \simeq 40')$

Calcul du gain

Connaissant $\Omega_A$, nous calculons :

$$G = \frac{4\,\pi}{\Omega\, A}$$

$G \simeq 44,5$ dB

Par la méthode des trois antennes nous avions trouvé 46,5 dB. Admettons donc que le gain est de 46 dB.

$G \simeq 40.000$

## Calcul du rendement en surface

L'aérien a une surface physique $A_p$ égale à la surface de son ouverture :

$$A_p = \frac{\pi D^2}{4} = 0{,}94 \text{ m}^2.$$

Dans le cas d'une illumination uniforme, le gain dans l'axe, $G_M$, est lié à la surface A par la relation :

$$G_M = \frac{4 \pi A_p}{\lambda^2}$$

Dans les autres cas, on définit une surface effective $A_e$ qui satisfait à la même relation :

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G$$

$$A_e \simeq 0{,}23 \text{ m}^2$$

Le rendement en surface est donné par le rapport :

$$R_S = \frac{A_e}{A_p} \simeq 25\%$$

## Calcul du rendement en lobe

Le rendement en lobe $R_\ell$ est défini comme étant le rapport des angles solides équivalents au diagramme du lobe principal et au diagramme total :

$$\Omega_\ell = \iint_{lobe} P(\theta,\phi)\, d\Omega \qquad \Omega_A = \iint_{4\pi} P(\theta,\phi)\, d\Omega$$

Nous avons intégré graphiquement pour connaître : $\Omega_\ell$

$$\theta_\ell \simeq 18{,}7' \qquad \Omega_\ell \simeq 0{,}1.10^{-3} \text{ rad}^2$$

$$R_\ell = \frac{\Omega_\ell}{\Omega_A} = \left(\frac{\theta_\ell}{\theta_A}\right)^2 \simeq 22\%$$

## F - Monture

La monture est du type équatorial. Un moteur triphasé entraîne l'aérien autour de l'axe du monde avec une vitesse angulaire de un tour en 24 heures. Ce dispositif avait été prévu pour un radiomètre fonctionnant

à 21 cm et dont le miroir avait un diamètre de 3 m. L'ouverture à mi-puissance du lobe principal était de 5° et la fidélité du système de poursuite était largement suffisante. Il en était de même de la rigidité mécanique de l'ensemble. Pour la bande des 35 GHz, il s'est révélé qu'une légère torsion de l'axe principal sous le poids du miroir, n'était pas négligeable par rapport à la largeur du lobe. Pour la position du miroir correspondant à un angle horaire de 70° la torsion est de 1°; cela provoque un dépointage supérieur à la demi-largeur du lobe principal et on ne reçoit plus alors le rayonnement solaire. Cela nécessite donc des corrections de la poursuite. Mais la précision des mesures étant liée à la précision des pointés, nous n'avons employé le dispositif de poursuite que dans le cas de fortes absorptions (avec la pluie) et nous ne faisons des corrections que toutes les vingt minutes. Par contre, pour mesurer l'absorption zénithale par ciel clair(les absorptions mesurées ne dépassant pas 2 dB)nous avons éliminé la poursuite et comme nous le verrons par la suite, nous laissions défiler le soleil dans le lobe de l'antenne. Quelle que soit la méthode employée, il est nécessaire de connaître avec le plus de précision possible l'angle horaire. Les indications du cercle gradué doivent donc être affectées d'une correction systématique due à la torsion progressive de l'axe. Aussi nous avons tracé une courbe d'étalonnage du cercle gradué en fonction des positions réelles du soleil,calculées à l'aide des tables donnant ses coordonnées (Connaissance des temps). Cette méthode ne peut donner un résultat satisfaisant que si la mécanique est fidèle dans sa déformation. La torsion de l'axe n'excédant pas 1 degré pour une longueur de deux mètres, nous estimons que la déformation est élastique. Nous évaluons la limite supérieure de l'erreur d'étalonnage à 5'.

## CHAPITRE I - 3

## ETUDE DU RECEPTEUR

Le principe général du récepteur a été indiqué chapitre I - 1. Nous allons en décrire les différents élements qui le constituent en donnant les caractéristiques de chacun d'eux. Les fortes pertes en propagation guidée à 35 $GH_z$ (0,65 dB par mètre) nous ont obligé à installer le mélangeur, l'oscillateur local et le préamplificateur derrière le miroir, le signal moyenne fréquence est acheminé par une liaison coaxiale, de 15 mètres environ, depuis le préamplificateur jusqu'à l'amplificateur situé dans le laboratoire. Dans celui-ci se trouvent les circuits de détection et d'enregistrement, l'électronique des stabilisations de fréquence et de puissance de l'oscillateur local ainsi que toutes les alimentations. Les liaisons basse-fréquence entre le container et le laboratoire sont assurées par des câbles blindés et plusieurs lignes de masse indépendantes ont été nécessaires pour éviter les couplages parasites entre les différents circuits placés dans le container.

### A - L'oscillateur local

L'oscillateur est un klystron Philips type 55335 que nous faisons fonctionner à 35,5 $GH_z$. Sa puissance de sortie est de 100 mW. Les tensions d'alimentation sont fournies par une alimentation stabilisée Philips 4485/02. Le refroidissement du klystron est assuré par ventilation.

Lors de l'étude du mélangeur, nous verrons l'intérêt de disposer d'un oscillateur local dont la puissance de sortie serait stable à mieux de 1/1000. Le klystron ne satisfait pas à une telle condition, même après plusieurs heures de fonctionnement. Aussi nous avons réalisé tout d'abord une stabilisation de fréquence qui limite en partie les dérives de puissance et une stabilisation de puissance proprement dite. La figure 13 représente le schéma de l'oscillateur local.

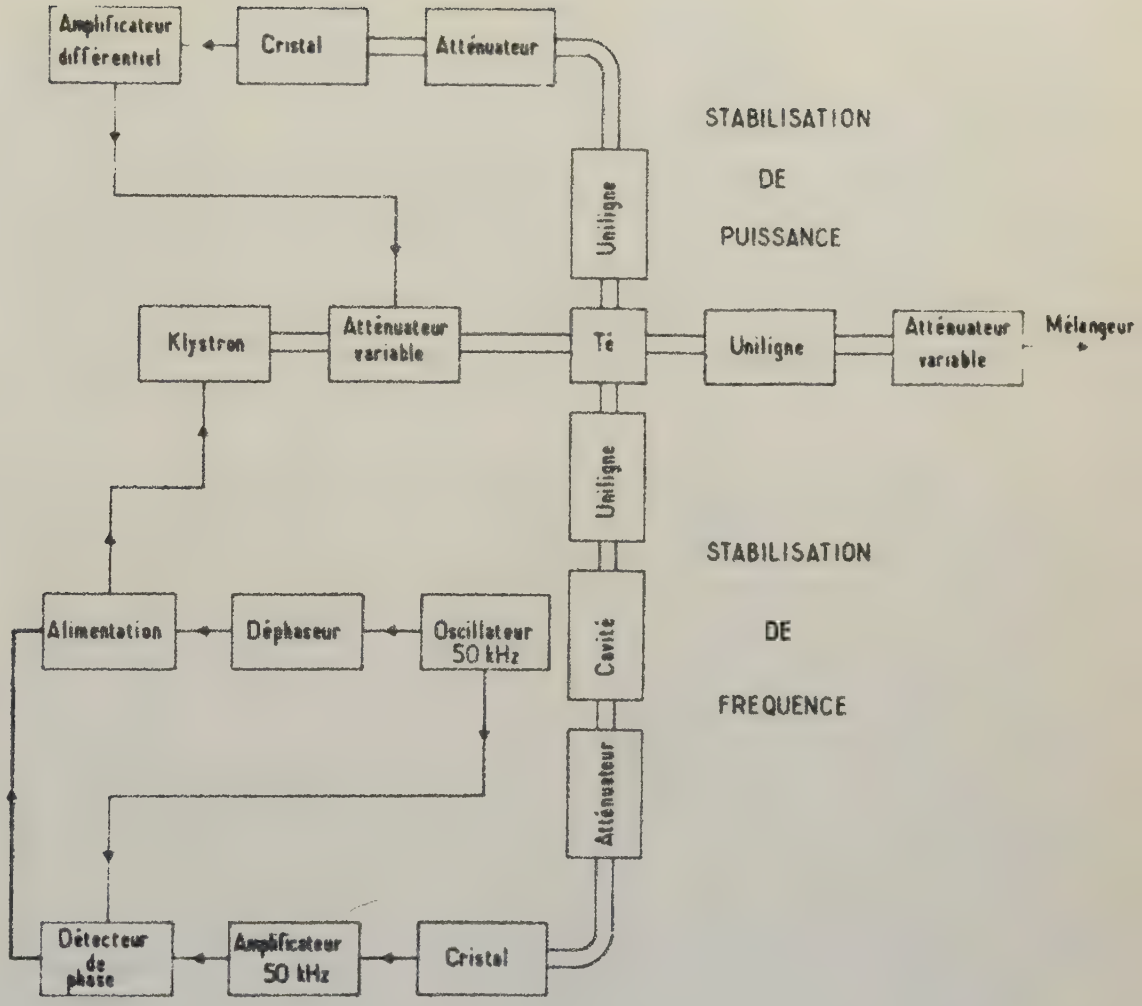

Amplificateur différentiel
Cristal
Atténuateur
STABILISATION
DE
PUISSANCE
Uniligne
Klystron
Atténuateur variable
Té
Uniligne
Atténuateur variable
Mélangeur
Uniligne
STABILISATION
DE
FREQUENCE
Alimentation
Déphaseur
Oscillateur 50 kHz
Cavité
Atténuateur
Détecteur de phase
Amplificateur 50 kHz
Cristal

Fig. 13

## Stabilisation de fréquence

Le montage que nous avons réalisé est dérivé de celui de P. YOUNG. La tension réflex du klystron est faiblement modulée par un signal à 50 kHz. La modulation de fréquence qui en résulte est transformée en modulation d'amplitude, la cavité jouant le rôle de discriminateur de fréquence. Si la fréquence d'oscillation du klystron est égale à la fréquence de résonnance de la cavité, le signal détecté par le cristal a une fréquence de 100 kHz. A la sortie du détecteur synchrone le signal d'erreur est nul. Si la fréquence du klystron varie il apparaît une composante à 50 kHz dont l'amplitude est proportionnelle à l'écart entre la fréquence du klystron et la fréquence de résonnance de la cavité.

La phase du signal change de $\pi$ quand la différence entre les deux fréquences change de signe. Le signal détecté par un cristal est amplifié, puis démodulé par un détecteur de phase. La tension continue fournie, positive ou négative, ajoutée à la tension d'alimentation du réflex corrige en partie l'erreur initiale. La cavité utilisée est en invar (LMT 6T 101), son coefficient de surtension est de 10000. Les circuits sont entièrement transistorisés comme le montre le schéma détaillé de la figure 14. Le signal est introduit par le cristal (dont le courant continu de sortie est de 400 $\mu$ A) à l'entrée de l'amplificateur. Ce dernier est couplé au détecteur de phase par le transformateur $T_1$. Le signal de référence est introduit par le transformateur $T_2$. Les transformateurs $T_1$ et $T_2$ sont isolés à 3500 volts, car la liaison entre le détecteur de phase et le reflex du klystron est directe. Le reflex du klystron est à -2800 volts par rapport au potentiel de l'anode qui est à la masse. Le détecteur de phase constitué de quatre transistors présente l'avantage d'avoir un meilleur découplage entre les voies signal et référence, que ceux constitués de deux diodes et ne nécessite qu'une faible tension du signal de référence (300 mV). Ce dernier signal est fourni par un oscillateur séparé des transformateurs $T_2$ et $T_3$ par un étage tampon. L'amplitude et la phase du signal modulateur sont ajustables. L'amplitude du signal de modulation est de 20 mV et l'accord électronique de la tension reflex étant de 1Hz par $\mu$V, le balaye de fréquence est de 20 KHz.

Le gain de la stabilisation a été mesuré par une méthode statique. Nous avons fait varier la tension reflex du klystron en agissant sur l'alimentation afin d'étalonner le signal d'erreur. La mesure se faisant en boucle ouverte. Le signal d'erreur peut varier entre plus et moins 12 volts. La boucle étant fermée et la sensibilité de l'accord électronique du reflex connue,

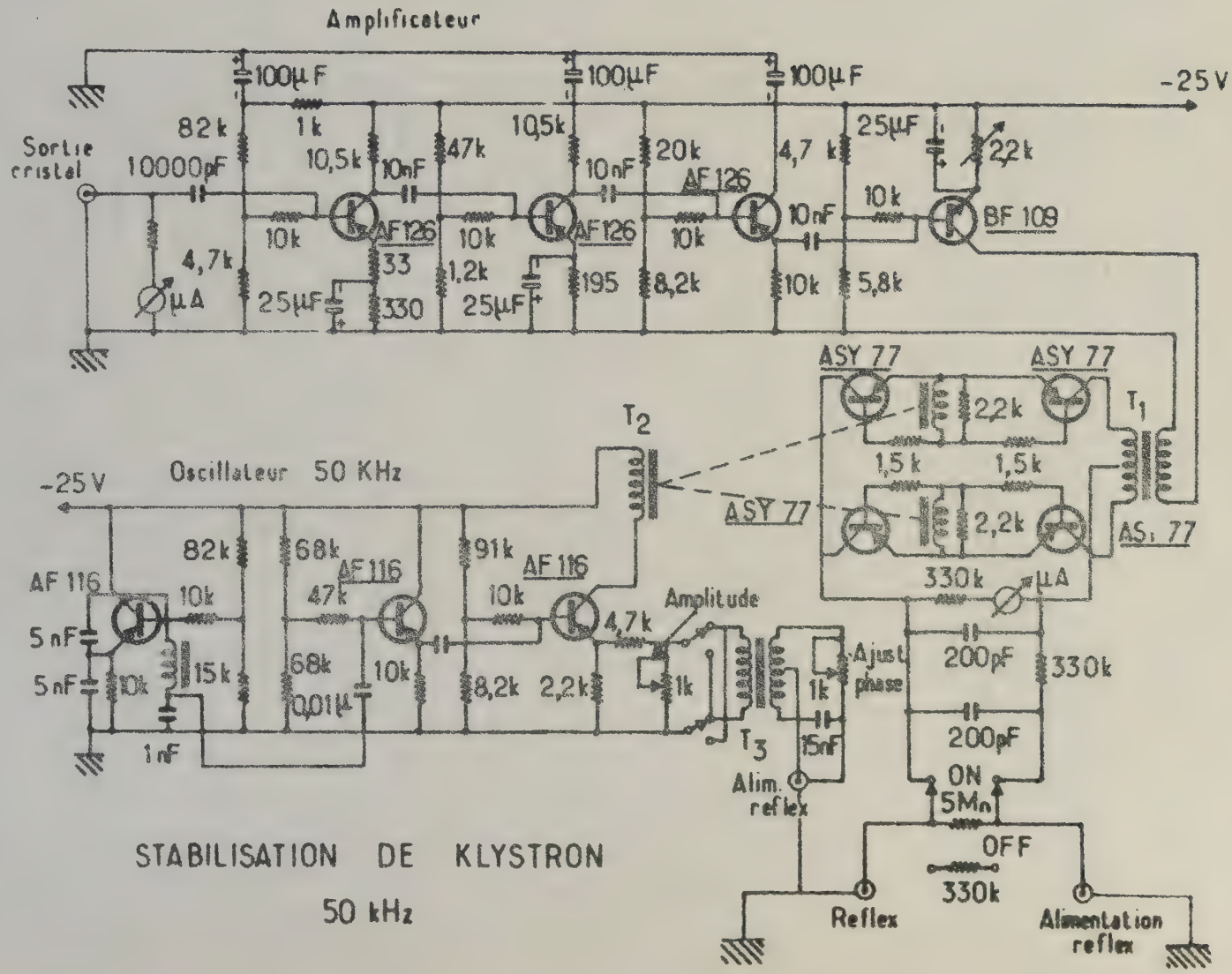

Amplificateur
100µF
100µF
100µF
-25 V
Sortie cristal
82 k
10000pF
1 k
10,5k
10nF
47k
10,5k
10nF
20k
AF 126
4,7 k
25µF
2,2k
10 k
BF 109
10nF
AF 126
AF 126
10k
10k
10k
4,7k
µA
33
330
25µF
1,2k
25µF
195
8,2k
10k
5,8k
ASY 77
ASY 77
T2
T1
2,2k
1,5 k
1,5 k
-25 V
Oscillateur 50 KHz
ASY 77
2,2k
AS, 77
82k
68k
AF 116
91k
AF 116
330k
µA
AF 116
10k
47k
10k
Amplitude
4,7k
200pF
330k
5 nF
68k
10k
8,2k
2,2k
1k
1k
Ajust phase
5 nF
10k
15k
0,01µ
15nF
200pF
T3
1nF
ON
5Mn
Alim. reflex
OFF
330k
Reflex
Alimentation reflex
STABILISATION DE KLYSTRON
50 kHz

Fig. 14

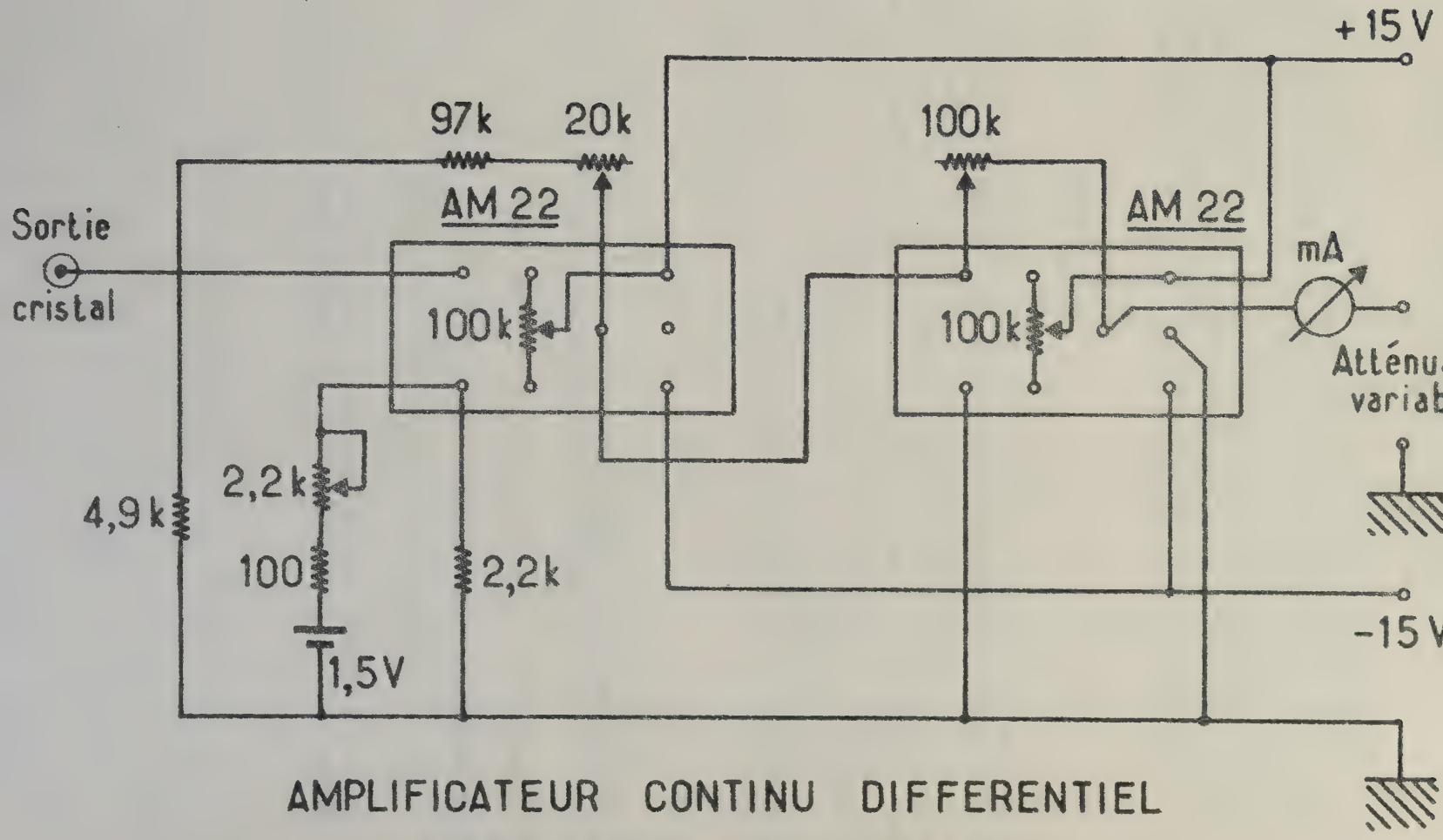
nous avons provoqué un écart de fréquence par variation manuelle de la tension reflex et mesuré l'amplitude du signal d'erreur résiduel.

Le gain de la boucle d'asservissement est de l'ordre de 800.

Nous n'avons pas fait d'étude dynamique de la boucle mais nous avons constaté la disparition de toutes modulations parasites à 50 périodes qui se révèlent gênantes, en l'absence de stabilisation, quand on utilise le radiomètre en récepteur à commutation car la détection synchrone est accordée sur la fréquence de modulation qui est de 50 Hz.

## Stabilisation de puissance

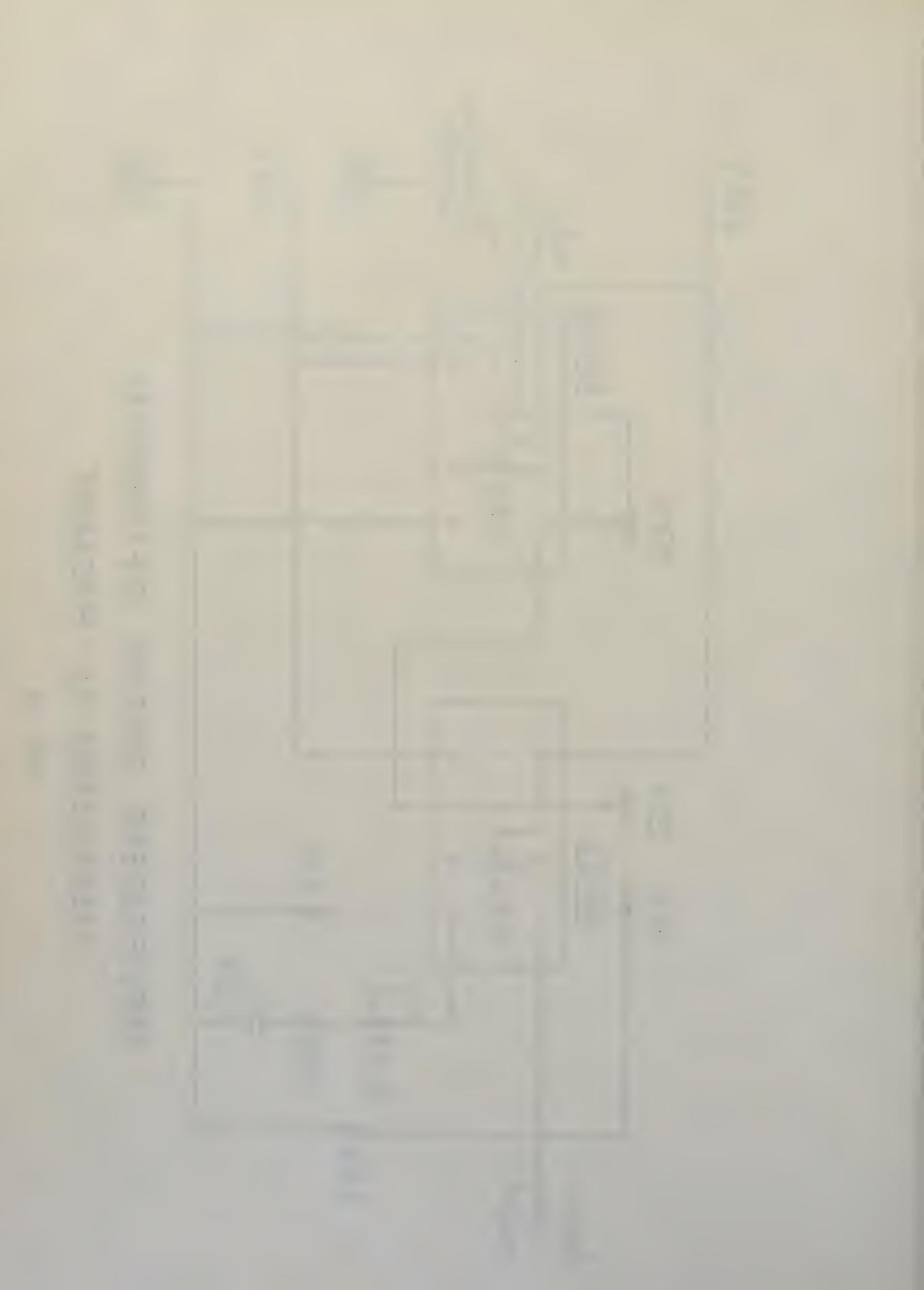
Le principe d'une telle stabilisation est le suivant : Toute variation de puissance du klystron se traduira par une variation du signal de sortie du cristal détecteur. Ce signal est comparé par l'intermédiaire d'un amplificateur différentiel à un signal étalon. A la sortie de l'amplificateur, on dispose d'un signal d'erreur qui commande un atténuateur variable placé entre le klystron et le cristal détecteur. L'atténuateur est identique au modulateur que nous allons décrire à la page 38. Mais la bobine créant le champ magnétique comporte 1300 tours et un courant de 10 mA, suivant son sens, suffit pour "fermer" ou "ouvrir" l'atténuateur. Si l'intensité du courant dans la bobine est nulle, l'atténuation est de 3 dB. La puissance transmise varie de 10% si l'intensité du courant varie de 1 mA au voisinage de i = o. Nous verrons dans le paragraphe consacré au mélangeur qu'une variation de 7% de la puissance de l'oscillateur local provoque une variation de la température de bruit du récepteur de 100° K, ceci dans les conditions optimales de fonctionnement du mélangeur. Nous avons voulu que la variation éventuelle de la température de bruit soit inférieure à 1° K. La limite admissible de la variation de puissance doit donc être inférieure au 1/1000 de la puissance totale. Cela correspond à un signal d'erreur à la sortie du cristal de 170 $\mu$V, aussi la dérive de l'amplificateur différentiel continu doit donc être inférieure à 170 $\mu$V (ramenée à l'entrée) son gain étant de 30000. La source de comparaison est une pile de 1,5 V. Sa dérive, pendant une journée de fonctionnement est inférieure à 170 $\mu$V. Comme nous le voyons sur le schéma de la figure 15, nous avons utilisé deux amplificateurs opérationnels en cascade.




AMPLIFICATEUR CONTINU DIFFERENTIEL

STABILISATION DE PUISSANCE

Fig. 15



Ce sont des AM22, PRANA. Leur gain en boucle ouverte est de 100000. A température constante leur dérive est inférieure à 100 µV pendant 24 heures.

Les deux branches de stabilisation sont couplées à la ligne principale par un Té. Afin d'éviter toute rétroaction et une bonne adaptation du Té, nous avons à chacune des sorties de celui-ci placé un guide unidirectionnel, dont l'affaiblissement en sens inverse est de 20 dB. Ainsi stabilisé, le klystron satisfait aux conditions imposées pour un bon fonctionnement du radiomètre, ceci dix minutes après sa mise sous tension.

B - Modulateur

Son rôle est de moduler le signal d'entrée du récepteur, celui-ci étant alternativement commuté à deux sources de bruit, l'une étant l'antenne, l'autre une source de comparaison. A cet effet nous avons utilisé un atténuateur périodiquement variable placé comme le montre le schéma de la figure 13, dans la ligne de transmission entre l'antenne et le mélangeur. Il joue à la fois le rôle de commutateur et de source de bruit de comparaison car la température de bruit d'un atténuateur est liée à son coefficient de transmission par la relation suivante :

$$T_{bc} = T_{lp} \left[1-\varepsilon\right]$$

où $T_{bc}$ = température de la source de comparaison, constituée par l'atténuateur °K

$T_{lp}$ = température physique de l'atténuateur. °K

$\varepsilon$ = Coefficient de transmission de l'atténuateur

$\left[1 \geqslant \varepsilon \geqslant 0\right]$ sans dimensions.

La température de bruit $T'_a$ ramenée à l'entrée du récepteur compte-tenu de la température d'antenne est :

$$T'_a = \left[\varepsilon T_a + T_{lp} \left[1-\varepsilon\right] + T_r\right]$$

Pour $\varepsilon = 1$ $T'_a = T_a + T_r$

$\varepsilon = 0$ $T'_a = T_r + T_{lp}$

Il y a bien une modulation du signal d'entrée du récepteur, obtenue par la commutation des deux sources de températures de bruit respectives : $T_a$ et $T_{lp}$.

Nous avons utilisé un isolateur à ferrite modifié. Il se compose d'un élément de guide d'onde circulaire terminé par deux transitions permettant le raccord à des guides rectangulaires. Dans l'axe du guide circulaire est placée une tige de ferrite soumise normalement à un champ magnétique longitudinal permanent. Cette rotation est ajustée à 45°. Des lames absorbantes sont disposées de telle sorte qu'elles atténuent au maximum l'onde de retour sans perturber l'onde directe. Il suffit de remplacer l'aimant permanent par une bobine alimentée par un générateur de courant alternatif. La bobine comporte 120 tours et est parcourue par un courant dont l'intensité efficace est de 85 mA. La fréquence de modulation est de 50 périodes par seconde. Le coefficient de transmission varie entre 0,98 et 0,01. Par ailleurs le TOS est inférieur à 1,15.

Mais le modulateur est inclus dans une ligne de transmission qui présente elle aussi des pertes. Si nous admettons que la température physique de l'ensemble constitué par cette ligne et le modulateur est homogène, nous ne ferons pas de différence entre les coefficients de transmissions respectifs, et le facteur de transmission mesuré sur l'ensemble de la ligne varie entre $\varepsilon_1 = 0{,}68$ et $\varepsilon_2 = 0{,}007$.

La température de bruit $T_M$ ramenée à l'entrée du mélangeur aura donc les deux valeurs limites suivantes

$$T_{M1} = \varepsilon_1 Ta + (1-\varepsilon_1) T_{lp} + Tr$$

$$T_{M2} = \varepsilon_2 Ta + (1-\varepsilon_2) T_{lp} + Tr$$

Nous écrivons que la variation de température de bruit $\Delta T_M$ est égale à $(T_{M_1} - T_{M_2})$.

$$\Delta T_M = (\varepsilon_1-\varepsilon_2) Ta - (\varepsilon_1-\varepsilon_2) Tlp$$

$$\Delta T_M = (\varepsilon_1-\varepsilon_2) ( Ta-Tlp)$$

$$\Delta T_M \simeq 0{,}67 (Ta-Tlp)$$

Cette relation montre que le fait d'avoir un modulateur imparfait ($\varepsilon_1 \neq 1$, $\varepsilon_2 \neq 0$) n'est pas une cause d'erreur mais diminue la sensibilité du récepteur. Comme $\varepsilon_1$ et $\varepsilon_2$ sont constants $\Delta T_M$ est proportionnel à $(T_a - T_{lp})$.

Fonctionnement en récepteur à puissance totale

Dans ce cas, il suffit d'alimenter la petite bobine du modulateur par un courant d'intensité et de sens tels que le modulateur retrouve sa fonction d'origine, c'est-à-dire un guide unidirectionnel. Le générateur de courant continu est stabilisé en courant afin que le coefficient de transmission reste constant.

C) Mélangeur et préamplificateur

Ces deux éléments sont les pièces maîtresse du récepteur. Leur conception est classique, mais leur mise au point est toujours délicate si l'on veut utiliser au mieux chacun des composants.

a) Mélangeur

Le mélangeur est du type symétrique à deux cristaux détecteurs. C'est une jonction hybride à courte fente, octopole (LMT 6T 101). Sous réserve que les impédances des cristaux soient adaptées, une onde provenant de l'antenne, ou de l'oscillateur local, se divisera en deux ondes d'égale amplitude qui attaqueront les détecteurs $D_1$ et $D_2$ en quadrature de phase (fig.16).

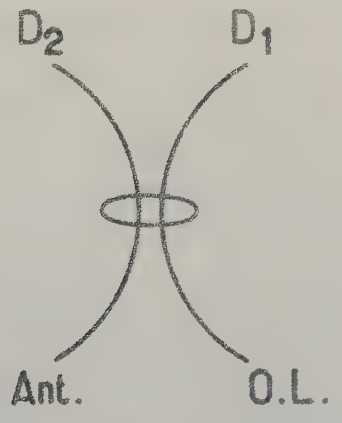



Fig. 16

Mais aucune energie ne sera absorbée dans la ligne de l'oscillateur local ou inversement. Un changement de fréquence conservant les phases, un calcul simple montre que dans le cas de cristaux identiques, les battements moyenne fréquence correspondant au mélange

des ondes de l'antenne et de l'oscillateur local, sont en opposition de phase, ce qui nécessite l'emploi d'un transformateur de liaison ayant un primaire à point milieu, l'entrée du préamplificateur étant asymétrique. Nous avons préféré utiliser une paire de cristaux direct inverse, il suffit alors d'additionner les composantes à moyenne fréquence des courants de sortie des cristaux.

Nous avons mesuré le TOS et le découplage des voies d'entrée à différentes fréquences :

| F GHz | TOS voie antenne | TOS voie O.L | Découplage dB |
|---|---|---|---|
| 34 | 1,42 | 1,46 | 14,3 |
| 35 | 1,24 | 1,26 | 17,6 |
| 36 | 1,26 | 1,19 | 17,7 |

(La fréquence de travail est de 35,5 GHz).

Les cristaux utilisés sont des Sylvania 1 N 53 CMR dont les caractéristiques sont les suivantes :

Facteur de bruit N = 9 dB (pour $N_{MF}$= 1,4)

Perte de conversion = 6,5 dB

Impédance moyenne fréquence : 400 à 800 Ω

Résistance de charge :

pour courant continu 100 Ω

pour courant alternatif 500 Ω

Courant dans les cristaux : 0,7 mA

La conception mécanique du mélangeur permet une intégration des cristaux au circuit d'entrée du préamplificateur. Les capacités parasites sont alors celles des montures de cristaux. Nous n'avons pas pu les mesurer d'une façon satisfaisante, mais nous estimons qu'elles sont inférieures à 1 pF.

b) Préamplificateur

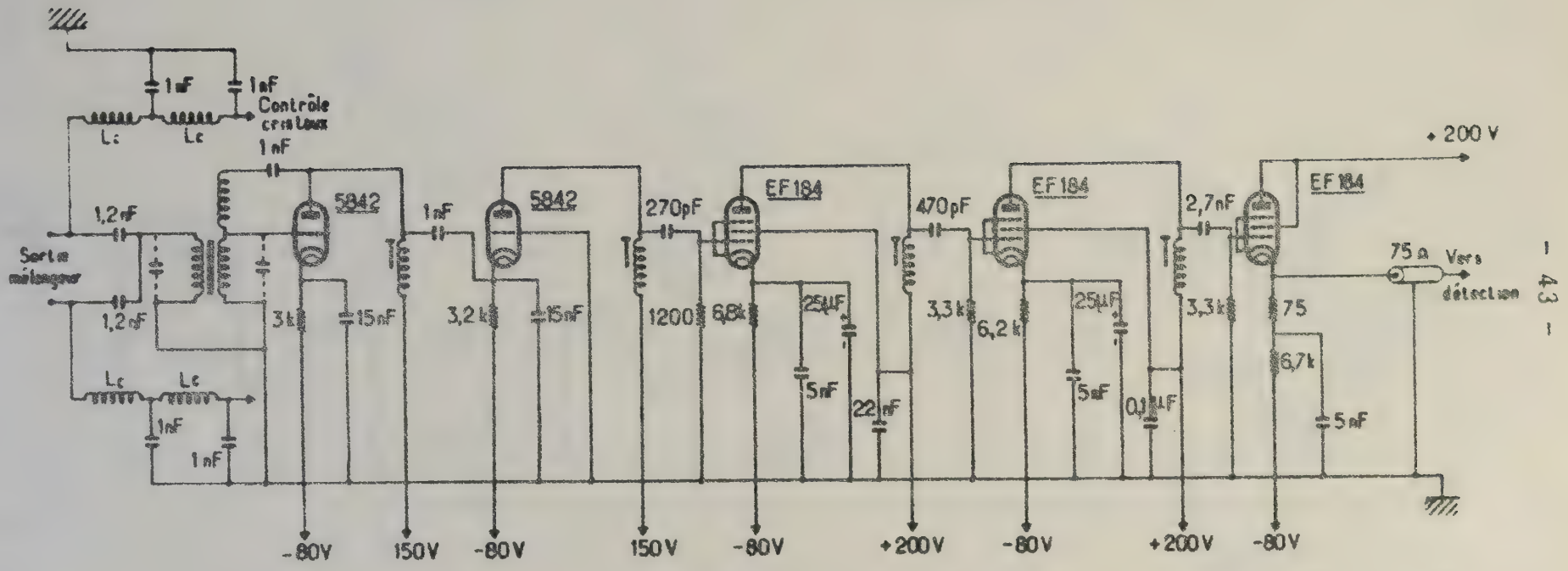
La fréquence moyenne est de 33 MHz et la bande passante de 6 M Hz. Il est constitué d'un cascode composé de deux triodes 5842, de deux étages amplificateurs à circuits décalés et d'un étage de sortie à cathode

follower (fig.17) dont l'impédance de sortie est adaptée à l'impédance caractéristique de 75 Ω du câble coaxial de liaison entre le préamplificateur situé dans le container et l'amplificateur qui est dans le laboratoire. La triode 5842 ayant une pente de 24 $mAV^{-1}$ et une impédance d'entrée de l'ordre de 550 Ω , sa résistance équivalente de bruit peut être évaluée à 120 Ω . La condition de sensibilité maxima est réalisée si l'impédance équivalente des cristaux, associés en parallèle, ramenée à l'entrée de la triode est de l'ordre de 270 Ω (J.L. STEINBERG). Nous avons vérifié expérimentalement cette condition en utilisant une source de bruit à impédance variable. Nous avons donc prévu les caractéristiques du transformateur d'impédance mais ce n'est que par des mesures successives du facteur de bruit global du récepteur que nous avons réglé le couplage du transformateur. Le gain de l'ensemble mélangeur-préamplificateur-câble coaxial de liaison (15 m de long)est de 70 dB.

Nous avons constaté que le gain et le facteur de bruit du mélangeur variaient en fonction de la puissance de l'oscillateur local. La température de bruit des cristaux est une fonction linéaire croissante et le gain une fonction exponentielle croissante de la puissance de polarisation (Microwave Diode Handbook). Au fonctionnement optimum correspond un courant continu, à la sortie du cristal, de 0,6 mA. Une variation de 7% de la puissance provoque une variation apparente de la température de bruit de 3%, soit environ $\Delta Tr = 100°K$. Il est évident que la sensibilité du récepteur en réception de puissance totale est alors insuffisante. Dans le cas de la réception avec modulation du signal d'antenne, cet inconvénient est évidemment éliminé, seul reste le problème de la variation du gain qui est de l'ordre de 1%. Nous avons jugé nécessaire de stabiliser en puissance l'oscillateur local à mieux du millième afin que la variation de la température de bruit due aux fluctuations de l'oscillateur local, soit inférieure à 1°K. Dans ce cas nous considérons que la variation de gain due à la même cause est négligeable.

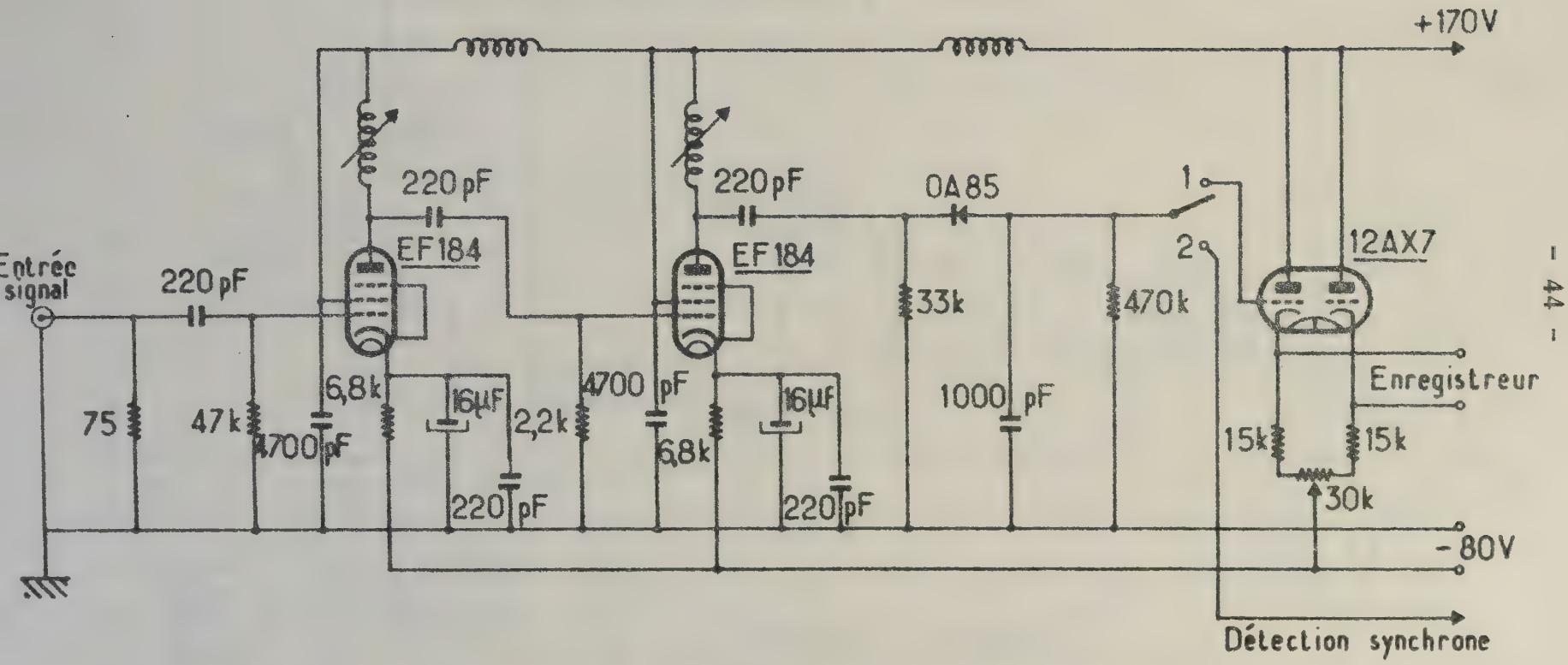
D) Détection et mesure

Les schémas des figures 18 et 19 montrent l'ensemble des circuits de détection utilisés soit pour le fonctionnement en récepteur à puissance totale, soit pour le fonctionnement en récepteur à commutation. La détection du signal à 30 MHz est réalisée par une diode OA 85. Elle est précédée de deux étages amplificateurs à large bande. Le signal de sortie du préamplificateur




AMPLIFICATEUR M.F.

Fig. 17




AMPLIFICATION ET DETECTION LINEAIRE

Fig. 18

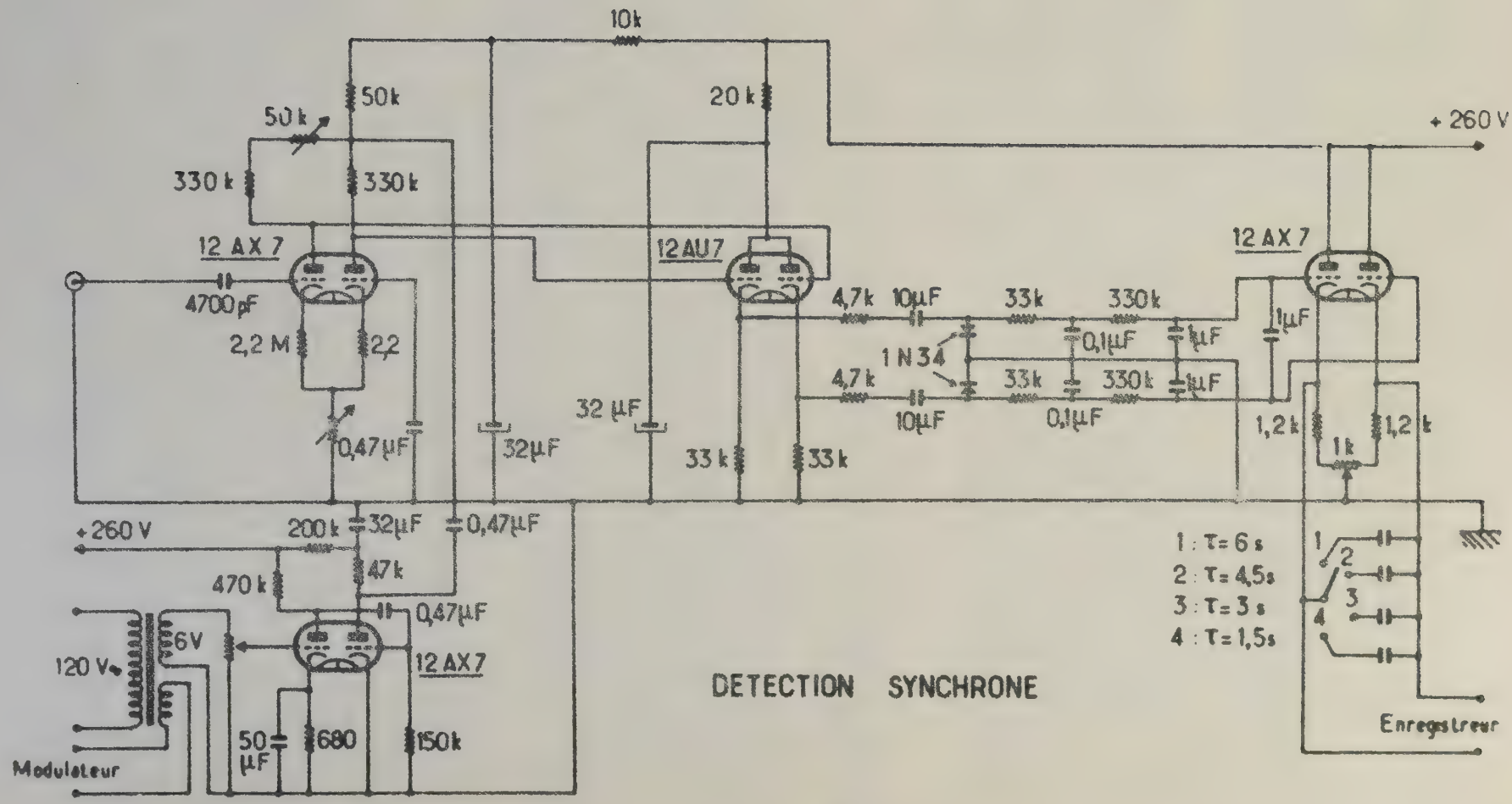

10k
50k
50 k
20 k
+ 260 V
330 k
330 k
12 AX 7
12 AU7
12 AX 7
4700 pF
2,2 M
2,2
4,7k
10µF
33k
330k
1µF
0,1µF
1µF
1 N 34
4,7k
33k
330k
1µF
10µF
0,1µF
0,47µF
32µF
32 µF
33 k
33 k
1,2 k
1k
1,2 k
+260 V
200 k
32µF
0,47µF
470 k
47k
0,47µF
120 V
6V
12 AX7
50
µF
680
150k
Modulateur
1 : τ= 6 s
2 : τ= 4,5s
3 : τ= 3 s
4 : τ= 1,5s
DETECTION SYNCHRONE
Enregistreur

Fig. 19

a du être amplifié avant la détection. En effet la dérive du zéro de l'étage adaptateur, qui a une sortie symétrique doit être négligeable par rapport au signal. Il aurait été nécessaire d'amplifier le signal détecté et la réalisation d'un amplificateur continu ayant un gain stable aurait été plus délicate. Par ailleurs l'amplification a été réglée de façon à utiliser au mieux la sensibilité de l'enregistreur et la totalité de sa déviation.

Avec une telle amplification le signal de sortie est au minimum de 9 volts (bruit propre du récepteur) et la caractéristique de détection peut être considérée comme linéaire si la tension détectée est supérieure à 1 volt. La détection n'est donc pas quadratique, ce qui pourrait diminuer la sensibilité du radiomètre. Mais P.D. STRUNG montre que dans l'ensemble une détection linéaire est sensiblement équivalente à une détection quadratique. Le rapport des sensibilités serait de 0,95.

Fonctionnement en récepteur à puissance totale (fig.18)

Les interrupteurs sont en position 1. Un étage adaptateur d'impédance, précède le voltmètre enregistreur qui est un Vérispot Sefram à une voie dont la constante de temps est de 1 seconde. Cet étage permet de mettre en opposition le signal détecté et une tension continue ajustable. Nous pouvons diminuer ainsi la tension à mesurer et utiliser le voltmètre sur une sensibilité plus grande. La sensibilité du radiomètre pour des variations de température de bruit équivalente à l'entrée du mélangeur, est de 1,3 mV par degré.

Fonctionnement en récepteur à commutation (fig.19)

Les interrupteurs sont en position 2. Le signal de sortie de la diode OA 85 est la superposition d'un signal continu et d'un signal alternatif ayant une fréquence de 50 Hz. Le signal alternatif est détecté par une détection synchrone : il est additionné à un signal de référence en forme de créneaux obtenus à partir d'un signal sinusoïdal amplifié par deux étages fonctionnant à la saturation. Le détecteur synchrone est composé de deux voies symétriques où les signaux carrés sont en phase et les composantes sinusoïdales en opposition de phase. Nous avons choisi ce montage pour deux de ses caractéristiques : une excellente stabilité du zéro et l'absence de transformateur qui, en basse fréquence,

sont souvent cause de distorsion. A la sortie de l'étage adaptateur plusieurs circuits intégrateurs peuvent être commutés. En général nous utilisons une constante de temps de 3 secondes. Nous avons mesuré les variations de tension de sortie en fonction de la variation de la température de bruit $\Delta T$ à l'entrée du mélangeur. La courbe d'étalonnage du radiomètre (fig.20) est pratiquement linéaire pour les faibles valeurs de $\Delta T$.(Les deux flèches indiquent la variation maximum du signal de sortie lors d'un passage du soleil devant l'antenne). L'amplitude - qui reste très faible - du signal de sortie est directement proportionnelle à $\Delta T$, c'est-à-dire à la différence entre la température d'antenne $T_a$ et la température de la ligne de transmission.

$$V = \beta (T_a - T_{lp})$$

$\beta$ est l'inverse de la pente de la courbe d'étalonnage.

$(T_a - T_{lp})$ peut être positif ou négatif. Le signe sera déterminé par le sens de la déviation de l'enregistreur. Pour $(T_a - T_{lp}) > 0$, le signal est en phase avec la référence alors que pour $(T_a - T_{lp}) < 0$, il est en opposition de phase. Les tensions de sortie respectives sont donc de signe contraire. Pour mesurer la différence entre deux températures d'antenne il faudra donc faire la différence des valeurs algébriques de V.

Cette relation n'est valable que si $T_{lp}$ reste constant pendant les deux mesures. La durée de celles-ci, lors d'un passage du soleil devant l'antenne est de l'ordre de cinq minutes. A priori la ligne de transmission n'est pas soumise à des variations rapides de la température ambiante et nous estimons que l'inertie thermique de la ligne de transmission est suffisante pour considérer que $T_{lp}$ est constant pendant la mesure.

### E) Mesure de la température équivalente du radiomètre

Aux fréquences centimétriques et millimétriques les sources de bruit sont des tubes à plasma. Elles ont une haute température de bruit et une stabilité considérable qui en font de bons étalons. Le générateur de bruit (LMT 6T 32) utilisé est constitué par un tube à remplissage gazeux comportant essentiellement une atmosphère de Néon, le tube est à cathode chaude. Un arc est établi et entretenu à travers le gaz entre deux électrodes disposées aux deux extrémités d'un mince

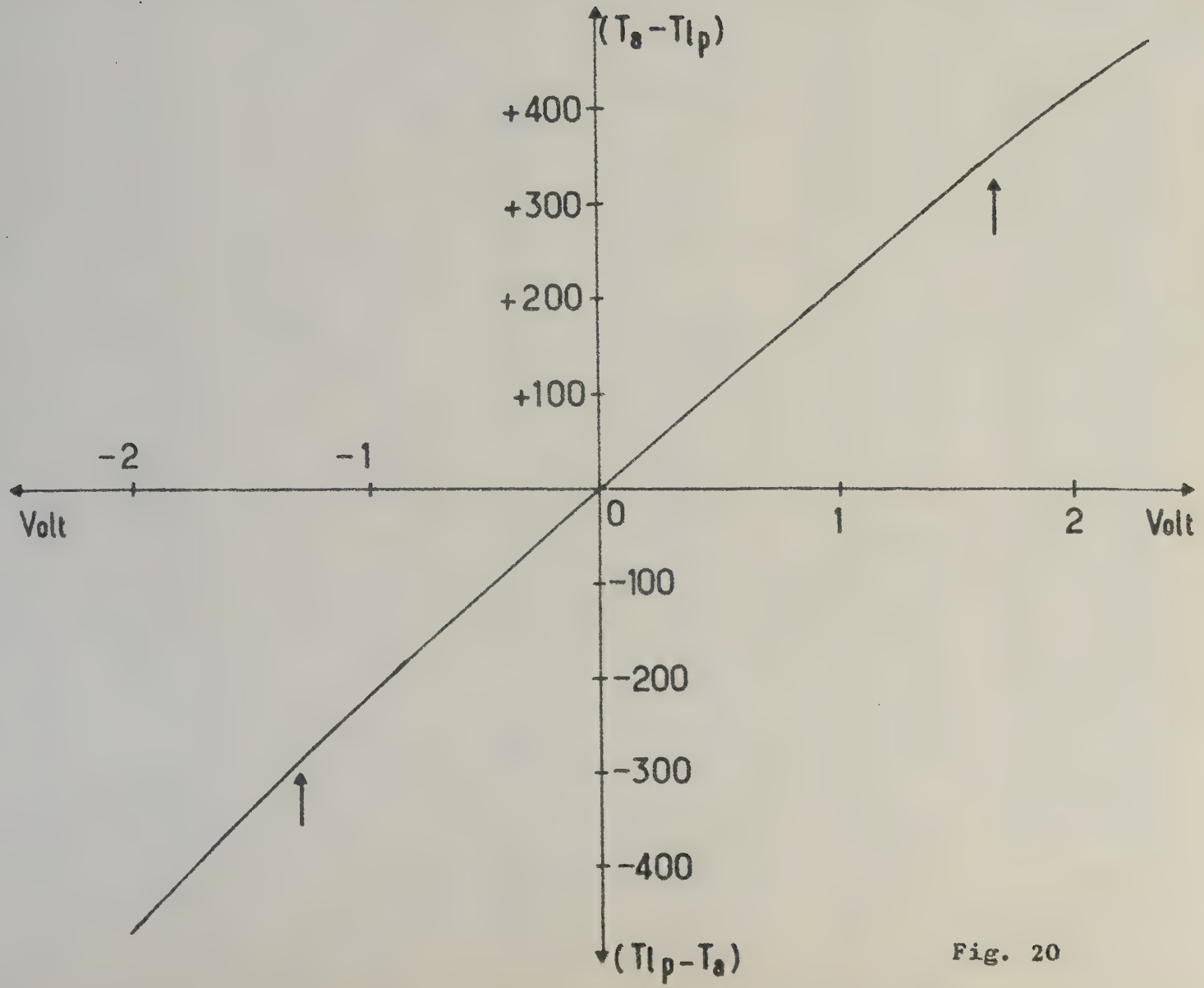



Fig. 20

tube de verre introduit dans le circuit hyperfréquence. Le TOS en fonctionnement est égal à 1,10. Le niveau du bruit pour un courant de fonctionnement de 40 mA est de 17,6 dB ± 0,5 dB, soit une température équivalente de bruit $T' = 16500$ °K.

Le facteur de bruit a été mesuré à l'entrée du mélangeur et non au niveau de la source primaire de l'aérien, le radiomètre fonctionnant en réception de puissance totale, aussi nous ne tenons pas compte des pertes de la ligne de transmission antenne-mélangeur. La température de bruit du tube n'est pas réglable, il est nécessaire de placer entre le générateur et le mélangeur un atténuateur calibré.

Deux mesures sont nécessaires :

1 - L'atténuateur est "fermé", l'atténuation est supérieure à 56 dB. La température de bruit équivalente de l'atténuateur est sensiblement égale à sa température physique $T_{lp}$ qui est voisine de T = 290 °K

La température de bruit à l'entrée du mélangeur est donc égale à $(T_r + T)$. La puissance à la sortie du récepteur est proportionnelle à $(T_r + T)$. Le mélangeur et le circuit de détection étant des éléments linéaires, la tension de sortie $V_1$ est proportionnelle à $(T_r + T)^{0,5}$. $V_1 = 8,80$ volts.

2 - L'atténuation est de 17 dB, le coefficient de transmission $\varepsilon$ de l'atténuateur est égal à 0,02. La température de bruit équivalente de l'ensemble constitué de la source de bruit et de l'atténuateur est égale à $T_{sb}$.

$$Tsb = \varepsilon T' + (1-\varepsilon) T_{lp}$$

$$T_{sb} = 16500 \cdot 0,02 + (1-0,02) T_{lp} \text{ °K}$$

$$T_{lp} = 290 \text{°K}$$

$$T_{sb} = 620 \text{°K}$$

La température de bruit équivalente à l'entrée du radiomètre est égale à $(T_{sb} + T_r)$ et la tension de sortie $V_2$ est proportionnelle à $(T_{sb} + T_r)^{1/2}$

$V_2 = 9,25$ volts.

De ces deux mesures nous pouvons déduire $T_r$:

$$T_r = \frac{V_1^2 \cdot Tsb - T V_2^2}{V_2^2 - V_1^2} = 2900 \text{°K}$$

Le facteur de bruit N est calculé à partir de la relation :

$$N = 1 + \frac{Tr}{T} = 11$$

Remarque

Nous avons précisé que la température de bruit du récepteur avait été mesurée à l'entrée du mélangeur et non au niveau de la source primaire car en éliminant les pertes de la ligne de transmission nous avons des conditions de mesure standard, d'un radiomètre à un autre les couplages aux circuits d'entrée étant variables. Mais c'est la température de bruit mesurée au niveau de la source primaire qui a un sens pratique.. Connaissant le facteur de perte de la ligne de transmission nous pouvons écrire la relation qui lie les deux températures de bruit que nous venons de définir.

$$T_R = T_{lp} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) + \frac{1}{\varepsilon} Tr$$

$T_R$ = température globale du radiomètre

$T_{lp}$ = température physique de la ligne de transmission

$\varepsilon$ = coefficient de transmission de la ligne

$T_r$ = température de bruit au niveau du mélangeur

$T_R = 4400°$ K

Le facteur de bruit mesuré dans les mêmes conditions est :

$$N = 1 + \frac{T_R}{T}$$

$N = 16.$

Sensibilité du radiomètre

La limite de sensibilité d'un radiomètre est supérieure à l'erreur quadratique moyenne due aux fluctuations de l'appareil de mesure. On prend comme critère une déviation égale à la valeur crête à crête des fluctuations du bruit. Celle-ci n'excède pratiquement pas quatre fois l'écart quadratique moyen. (Loi de Gauss).

## Sensibilité du récepteur de puissance totale

Les fluctuations crête à crête n'excèdent pas 2°K avec une constante de temps de 2 secondes. L'erreur quadratique moyenne est théoriquement égale à :

$$\Delta T = \frac{Tr}{\sqrt{B\tau}}$$

$B = 6$ MHz

$\tau = 2$ s

$T_r = 2900°K$

$\Delta T = 0,8°K$

Cependant la sensibilité est inférieure à 2°K, car il y a une indétermination de 30°K due à une variation lente mais aléatoire de l'ordre de 1% du gain du récepteur.

## Sensibilité du récepteur à commutation

Les fluctuations crête à crête n'excèdent pas 10°K avec une constante de temps de 3 secondes. L'erreur quadratique moyenne serait théoriquement égale à :

$$\Delta T = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{B\tau}} Tr$$

$B = 6$ MHz

$\tau = 3$ s

$T_r = 2900°K$

$\Delta T = 2°K$

L'écart entre l'erreur quadratique moyenne et les fluctuations crête à crête est plus important que précédemment car dans ces dernières nous tenons compte de la fluctuation due aux variations aléatoires du gain. Dans le cas du récepteur à commutation il est difficile de faire la discrimination entre fluctuations dues au bruit et fluctuations dues au gain.

# D E U X I E M E  P A R T I E

# A T T E N U A T I O N  A T M O S P H E R I Q U E

# S A  M E S U R E

# CHAPITRE II - I

## RAPPELS THEORIQUES

L'atténuation des ondes électromagnétiques se propageant dans l'atmosphère est très variable suivant la longueur d'onde du rayonnement et la nature des composants atmosphériques. Dans le domaine des ondes millimétriques l'absorption est le phénomène prépondérant, la diffusion n'étant importante que dans le visible et le proche infrarouge. L'absorption est essentiellement due à l'oxygène et à l'eau (en phase vapeur ou liquide) qui possèdent des moments dipolaires magnétiques et électriques. Le gaz carbonique joue un rôle dans la bande 12,9 à 17,1 $\mu$ , le spectre d'oscillation étant centré à 14,7 $\mu$ . Il existe aussi des raies de faible intensité dues à CO, NO, $NO_2$ et $N_2O$. Ces gaz ont des moments dipolaires de l'ordre de 0,1 Debye, soit approximativement 20 fois moins que le moment dipolaire de $H_2O$ (1,94 Debye) et leur concentration ne dépasse pas 0,0001%, la limite supérieure de leur coefficient d'absorption ne dépasse pas le millième du coefficient de $H_2O$.

Dans ce chapitre nous nous limitons à un rappel sommaire des théories concernant les absorptions les plus importantes, c'est-à-dire celles de l'oxygène et de l'eau. C'est l'absorption par l'eau qui présente le plus d'intérêt car elle est variable dans le temps, la teneur en eau de l'atmosphère n'étant pas constante. Il faut distinguer deux cas correspondant aux phases liquide et vapeur. Nous négligeons les cas de la glace et de la neige car leur bande d'absorption n'est pas dans le domaine millimétrique. L'atténuation par la grêle est cent fois plus faible que celle de la pluie (B.R. BEAN).

### A) Spectre d'absorption de la vapeur d'eau

Les énergies mises en jeu dans la bande millimétrique sont incapables d'exciter les transitions électroniques et les transitions de vibration-rotation. Il s'agit donc du spectre de rotation pure de la molécule

d'eau dont les moments d'inertie principaux sont inégaux. C'est le cas le plus complexe, celui du rotateur asymétrique. Chaque niveau d'énergie $J$ est subdivisé en $(2J + 1)$ sous niveaux appelés $J_\tau$ variant de $J_{-J}$ à $J_{+J}$ Les règles de transition (Denisson) sont les suivantes :

Pour chaque niveau il y a un symbole, (++), (+-), (-+)ou (--) qui en définit la symétrie. Les seules transitions permises sont entre les niveaux :

$$(+\,+) \leftrightarrow (-\,-) \quad \text{et} \quad (+\,-) \leftrightarrow (-+)$$

et d'autre part $\Delta J = 0$ ou $\pm 1$

Le calcul du coefficient d'absorption $\gamma$ a été fait la première fois par Van VLECK (a) pour les niveaux d'énergie 5-1 et 6-5. La transition correspondante doit avoir une longueur d'onde de 1,3481 cm.

$$\gamma = 10^6 \log e \, \frac{8\pi^3 \nu N}{3hc} \, \frac{\sum ij \{(\mu ij)^2 f(\nu ij,\nu)\} \exp(-\frac{Ej}{kT})}{\sum j \exp(-\frac{Ej}{kT})}$$

$\gamma$, dB $km^{-1}$

$\mu ij$ = élément matriciel du moment dipolaire

$\nu ij$ = fréquence de transition entre les niveaux i et j, $h\nu ij = Ei - Ej$

$N$ = nombre de molécules par $cm^3$

$10^6 \log e$ = facteur de conversion en $dB.km^{-1}$

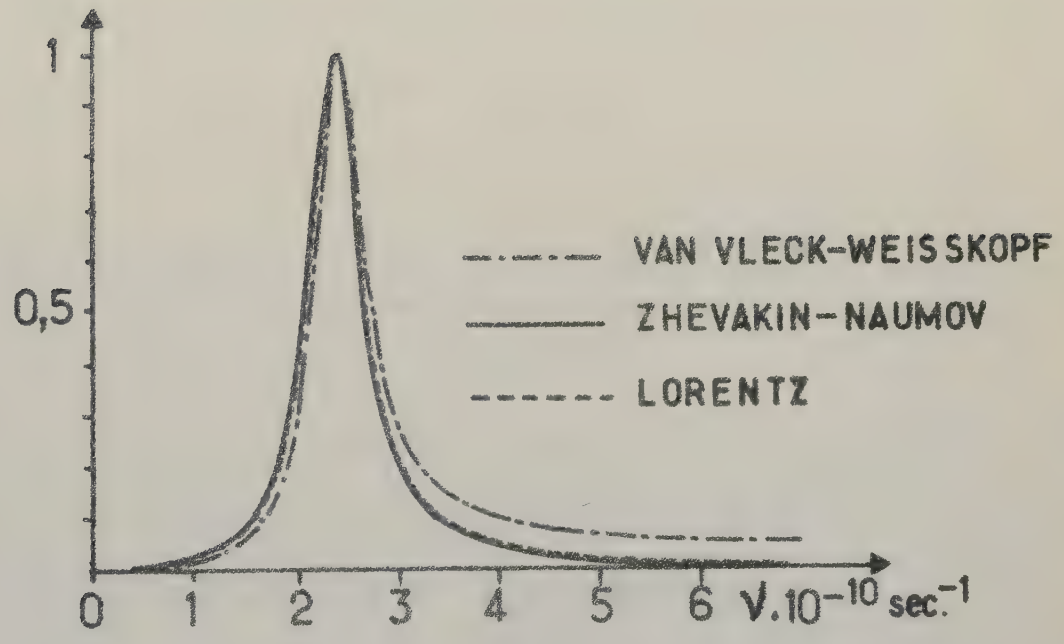
$f(\nu ij,\nu)$ = profil d'élargissement

L'élargissement des raies spectrales est généralement du à l'effet Doppler et aux collisions entre molécules. Aux hautes pressions dans la partie visible du spectre et même aux basses pressions dans l'infrarouge et aux hyperfréquences, les collisions sont le phénomène prépondérant. Aussi Van VLECK et WEISSKOPF, comme LORENTZ ont fait l'hypothèse que les collisions entre les molécules étaient fortes, mais ils ont supposé qu'il n'y avait pas de corrélation entre les états des molécules avant et après la collision, à la différence de LORENTZ qui admettait l'existence d'une symétrie entre ces mêmes états, la distribution n'étant plus absolument aléatoire. Ils proposent pour le profil d'élargissement la valeur suivante :

$$f(\nu ij,\nu) = \frac{\nu}{\pi \nu ij} \left[ \frac{\Delta\nu}{(\nu ij - \nu)^2 + \Delta\nu^2} + \frac{\Delta\nu}{(\nu ij + \nu)^2 + \Delta\nu^2} \right]$$

ZHEVAKIN et NAUMOV (a) considèrent que le modèle adopté par Van VLECK et WEISSKOPF est faux et ils ont employé la méthode de l'équation cinétique en faisant quelques approximations et en supposant que le temps de relaxation, $\tau = 3.10^{-13}$ secondes, est bien inférieur à la période de champ électromagnétique extérieur. Bien que cette hypothèse ne soit pas vérifiée dans la fenêtre de transparence $\lambda = 12\mu$ , les résultats théoriques concordent avec les valeurs expérimentales. Ils proposent donc l'expression :

$$f(\nu_{ij}, \nu) = \frac{\nu}{\pi} \frac{4\Delta\nu}{(\nu_{ij}-\nu)^2 + 4\nu^2\Delta\nu^2}$$




- Fig. 21

ZEVAKIN et NAUMOV (a et b) ont comparé leurs résultats théoriques avec ceux de Van VLECK. Comme le montre la figure 21, les profils de raie ne diffèrent que pour les fréquences supérieures à la fréquence de résonnance. Dans l'infrarouge ( $\lambda = 10\mu$ ), les résultats

théoriques de Van VLECK prévoient une absorption de 20 dB. $km^{-1}$ alors que la valeur mesurée est de 0,5 dB.$km.^{-1}$. Dans le domaine des ondes millimétriques, les valeurs théoriques du coefficient d'absorption calculé à partir des formules de Van VLECK sont trois fois plus faibles que les valeurs expérimentales, alors que les coefficients calculés en utilisant l'autre profil d'élargissement seraient seulement dans le rapport 1,5.

Pour $\nu$ = 35 GHz, quel que soit le profil d'élargissement choisi, les valeurs théoriques sont du même ordre de grandeur. L'absorption n'est pas seulement due à la raie de résonnance centrée à 22,5 GHz, mais aussi à l'ensemble des autres raies du spectre. Le coefficient d'absorption sera donc la somme du coefficient $\gamma_1$ contribution de la raie à 22,5 GHz, et du coefficient $\gamma_2$ ,contribution des autres raies (c'est le terme non résonnant).

- Si $f(\nu,\nu ij) = \frac{\nu}{\pi \nu ij}\left[\frac{\Delta\nu}{(\nu ij-\nu)^2+\Delta\nu^2} + \frac{\Delta\nu}{(\nu ij+\nu)^2+\Delta\nu^2}\right]$

aux conditions standard de température et de pression :

$$\gamma_1 = 0{,}003\rho \quad dB.km^{-1}$$

$\rho$ = humidité absolue en $g.m^3$

Pour calculer $\gamma_2$ , on suppose que le facteur de structure a la même valeur pour toutes les raies dont la fréquence de résonnance est $\nu ij >> \nu$

$$f(\nu,\nu ij) \simeq \frac{2\nu\Delta\nu}{\pi \nu ij^3}$$

$$\gamma_2 = 0{,}0015\ \rho\ dB.km^{-1}$$

soit : $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}0045\ \rho$ $dB.km^{-1}$

Si $f(\nu,\nu ij) = \frac{\nu\ \nu ij}{\pi} \frac{4\ \Delta\nu}{(\nu ij-\nu)^2+ 4\nu^2\ \Delta\nu^2}$

$$\gamma_1 = 0{,}002\ \rho\ dB.km^{-1}$$

Pour $\nu ij >> \nu$, l'expression du facteur de structure est :

$$f(\nu,\nu ij) \simeq \frac{4\nu\ \Delta\nu}{\pi\ \nu ij^3}$$

soit : $\gamma_2 = 0{,}003\ \rho\ dB.km^{-1}$

et $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = 0{,}005\rho\ dB.km^{-1}$

L'écart entre les deux formules est donc faible dans notre domaine et les absorptions mesurées sont en moyenne deux fois plus importantes, aussi STRAITON et TOLBERT avaient fait l'hypothèse que la largeur des raies était supérieure aux estimations de Van VLECK, $\frac{\Delta\nu}{c} \simeq 0{,}1\ cm^{-1}$ .Cette valeur est voisine de celle mesurée pour la raie 1,35cm $\Delta\nu/c = 0{,}087\ cm^{-1}$(G.E.BECKER et S.H.AUTLER)mais en fonction de cette

valeur BENEDICT et KAPLAN ont calculé les largeurs des autres raies pour les collisions $H_2O - N_2$ qui sont les plus fréquentes dans l'atmosphère et leur dépendance en fonction de la température. La largeur d'une raie est donnée par l'expression :

$$\Delta\nu = \frac{P}{1000}\left(\frac{T}{300}\right)^{n} \Delta\nu_0$$

n et $\Delta\nu_0$ (pour T = 300°K et P = 1000 mbar) sont données dans les Tables de Benedict et Kaplan. Leurs valeurs sont très différentes suivant les raies.

BECKER et AUTLER, à partir de mesures en laboratoire, ont fait l'hypothèse que $\Delta\nu$ dépend de l'humidité absolue, sa valeur devant être multipliée par un facteur $\left(1 + 0{,}0147\frac{\rho T}{P}\right)$

Ce coefficient correctif ne présente pour nous que peu d'intérêt pour le calcul de $\Delta\nu$, car on peut le considérer comme égal à 1 pour des valeurs de $\rho$ inférieures à 20 g.m-3 ce qui est pratiquement le cas dans l'atmosphère.

L'étude des variations de $\Delta\nu$ est très intéressante, car quelles que soient les théories sur le profil d'élargissement des raies spectracles, le coefficient d'absorption $\gamma$ est proportionnel à $\Delta\nu$ . Il dépend donc de la température et de la pression, mais la dépendance en fonction de la pression est le phénomène prépondérant dans l'atmosphère.

Empiriquement A.H. BARRET et J. CHUNG ont modifié la formule générale proposée par Van VLECK. Etant donné que $\Delta\nu$ varie d'une raie à l'autre dans l'infrarouge, alors que Van VLECK l'avait supposé constant, ils ont multiplié par 5 le terme non résonnant ce qui leur donna une excellente concordance avec leurs résultats expérimentaux. D.H. STAELIN fit de même et la corrélation fut satisfaisante pour des mesures de l'absorption atmosphérique peu nombreuses mais très intéressantes, car faites à des fréquences différentes : (21,0 - 21,9 - 23,5 - 25,5 - 29,5 et 32,4 GHz).

La formule proposée, qui est celle que nous avons utilisée dans nos calculs est la suivante :

$$\gamma_\nu = 10^6 \log e \left[3{,}24.10^{-4}.\exp\left(-\frac{644}{T}\right)\frac{\nu^2 P_\rho}{T^{3{,}125}} \times \left(1+0{,}0147\frac{\rho T}{P}\right)\left(\frac{1}{(\nu-\nu_0)^2+\Delta\nu^2} + \frac{1}{(\nu+\nu_0)^2+\Delta\nu^2}\right)\right.$$

$$\left. + 2{,}55.10^{-8}\rho\frac{\nu^2\Delta\nu}{T^{1{,}5}}\right]$$

avec

$$\Delta\nu = 2{,}58.10^{-3}\left(1+0{,}0147\,\frac{\rho T}{P}\right)\frac{P}{(T/318)^{0{,}625}}$$

$\gamma_v$, dB. $km^{-1}$

P = pression en mbar

T = température, °K

$\nu$ = fréquence, GHz

$\rho$ = humidité absolue

Dans l'atmosphère nous pouvons donc considérer que $\Delta\nu$ ne dépend que de T et de P et écrire la relation précédente sous la forme du produit d'une fonction W (P,T) et de $\rho$.

$$\gamma_V = W\,(P,T).\,\rho$$

W (P,T) = coefficient d'absorption pour une humidité absolue de 1 $g.m^{-3}$, $dB.km^{-1}\ g^{-1}\ m^3$

Nous introduisons ce coefficient de pondération car nous verrons que cela nous permettra de caractériser l'atmosphère à une altitude donnée.

B) Atténuation par l'eau condensée :

L'eau à l'état liquide se trouve dans l'atmosphère sous forme de gouttelettes dans les nuages, les brouillards et les pluies. L'onde électromagnétique est atténuée par deux phénomènes :

- une partie de l'énergie est diffusée hors de la direction du rayonnement incident.

- une partie de l'énergie est absorbée et transformée en chaleur. Les calculs théoriques ont été faits par MIE, puis par STRATTON, ils sont exposés par H. GOLDSTEIN.

Les gouttelettes d'eau sont supposées sphériques. L'énergie totale perdue est donnée par $S.Q(a,\varepsilon,\lambda)$ par goutte.

S est l'amplitude du vecteur incident de Poynting.

Q $(a, \varepsilon, \lambda)$ est la section droite totale de la sphère qui dépend à la fois de son rayon a, de sa

constante diélectrique $\varepsilon$ et de la longueur d'onde $\lambda$. . Pour une fréquence donnée et une constante diélectrique fixe l'énergie perdue sera de la forme S.Q (a).

Si nous supposons que dans un volume unité, le nombre de gouttes de rayon compris entre a et a + da est donné par n (a) da, l'énergie perdue dans l'unité de volume est :

$$ds = S\int_0^{\infty} n(a)\, Q\,(a)\, da = \alpha S$$

$\alpha$ = coefficient d'atténuation

Nous supposons l'onde soumise à une atténuation sur une distance dr, on a : $dS = \alpha\ S\ dr$ soit en intégrant :

$$S = S_o \exp(-\int \alpha\ dr)$$

On voit que $\alpha$ dépend de la fonction n (a), c'est-à-dire de la répartition dimensionnelle des gouttes. La perte d'énergie le long du faisceau incident qui définit la section droite totale Q, étant due à deux causes bien distinctes (absorption et diffusion), on peut mettre en évidence la contribution de chacune d'elles en définissant deux nouvelles sections droites $Q_a$ (a) et $Q_d$ (a) telles que l'on ait :

$$Q\ (a) = Q_a\ (a) + Q_d\ (a)$$

$Q_a$ (a), section droite d'absorption

$Q_d$ (a), section droite de diffusion

Dans le cas général l'expression de Q est compliquée et sa valeur donnée à l'aide des fonctions de Bessel. Mais dans le cas de gouttelettes de petits diamètres, vis-à-vis de la longueur d'onde (pour $\lambda$ = 8 mm, a << 1 mm), il est possible d'appliquer la théorie de RAYLEIGH et les expressions de $Q_a$ et $Q_d$ se réduisent à :

$$Q_a = K\ \lambda^{2}\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^3$$

$$Qd = K'\ \lambda^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^6$$

Ces expressions montrent que pour $\frac{2\pi a}{\lambda} << 1$ soit $a << \frac{\lambda}{2\pi}$ le terme $Q_d$ décroît très vite et devient négligeable devant $Q_a$. La diffusion est négligeable devant l'absorption.

Dans ce cas, si l'on considère le volume d'eau contenu dans une portion de l'espace, celui-ci est proportionnel à a3, et au nombre de gouttes donné.

L'atténuation est donc proportionnelle à la quantité totale d'eau condensée et indépendante du diamètre des gouttes.

RYDE et RYDE ont calculé les valeurs des sections droites en tenant compte de la constante diélectrique complexe de l'eau $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ .On sait que la bande d'absorption dipolaire Debye de l'eau est située dans le domaine centimétrique. De ce fait $\varepsilon''$ est du même ordre de grandeur que $\varepsilon'$.

Pour des gouttes de faibles diamètres :

$$Q = \frac{4\pi^2}{\lambda} C\, a3 = \frac{4,093}{\lambda} M.C$$

$$C = \frac{6\,\varepsilon''}{(\varepsilon'+2)^2+\varepsilon''^2}$$

M = masse d'eau condensée par unité de volume dans l'atmosphère.g/m3.

Pour une masse de 1 g /$m^3$ et une température de 18°C RYDE et RYDE ont calculé l'atténuation pour différentes longueurs d'onde. Ils ont trouvé, empiriquement, que pour des longueurs d'onde comprises entre $\lambda$ = 0,5 cm et $\lambda$ = 10 cm, C varie comme $\frac{1}{\lambda}$.

Le coefficient d'absorption $\gamma_\ell$ peut être écrit :

$$\gamma_\ell = \frac{0,438\ M}{\lambda^2}$$

$\gamma_\ell$, dB.km$^{-1}$
M, g.m$^{-3}$
$\lambda$, cm

Le coefficient d'absorption varie avec la température, et en utilisant les calculs de RYDE et RYDE, D.H. STAELIN a établi la relation suivante :

$$\gamma = \frac{0,438}{\lambda^2} M.10^{\,0,0122\,(291-T)}\ dB.km^{-1}$$

Aux conditions standard de température, et pour une quantité d'eau condensée égale à 1 g.m$^{-3}$, l'absorption d'un rayonnement électromagnétique, de 8,5 mm de longueur d'onde, est de 0,6 dB.km$^{-1}$. Nous rappelons que pour une même quantité d'eau, en phase gazeuse, l'absorption n'est que de 0,01 dB km$^{-1}$.

## B) Spectre d'absorption de l'oxygène

Dans le domaine des hyperfréquences, à 60 GHz et 120 GHz ,l'oxygène moléculaire possède un spectre d'absorption composé de raies discrètes. La molécule

d'oxygène est paramagnétique. La résultante des spins électroniques correspond à S = 1 et est associée à un moment magnétique égal à deux magnétons de Bohr. Le moment cinétique de rotation de la molécule $\vec{K}(h/2\pi)$ se couple avec le moment cinétique de spin $\vec{S}(h/2\pi)$ de façon à donner une résultante $\vec{J}$ qui peut prendre trois valeurs différentes pour une valeur donnée du quantum de rotation K.

$$J = K - 1,\ K,\ K + 1$$

A ces trois valeurs correspondent des énergies de couplage différentes, de sorte qu'un état de rotation donné K se subdivise en un triplet de trois niveaux voisins se distinguant par la valeur de J . A ces trois niveaux correspondent des moments magnétiques d'orientation différente et Van VLECK (b) a montré qu'il doit exister des transitions spectrales de caractère dipolaire magnétique correspondant aux règles de sélection :

$$\Delta K = 0, \quad \Delta J = \pm 1$$

Les niveaux J = K - 1 et J = K + 1 sont presque confondus et leur distance commune au niveau J = K est de l'ordre de 2 $cm^{-1}$ (quelle que soit la valeur de K, sauf pour K = 1 où elle est de l'ordre de 4 $cm^{-1}$).

L'expression du coefficient d'absorption est la suivante :

$$\gamma = 10^6 \log_e \left(\frac{8\pi^3 \nu N}{3hc}\right) \Sigma_{ij} |\mu_{ij}|^2 \frac{f(\nu_{ij},\nu) \times \rho \left(\frac{-E_j}{kT}\right)}{\Sigma_j \exp\left(\frac{-E_j}{kT}\right)}, \ dB.km^{-1}$$

N = nombre de molécules par $cm^3$, proportionnel à $\frac{P}{T}$

$\mu_{ij}$ = élément matriciel du moment dipolaire correspondant aux deux états i et j d'énergie $E_i$ et $E_j$

$\nu_{ij}$ = fréquence de transition

$$h\nu_{ij} = E_i - E_j$$

$$\Sigma_j \exp \frac{-E_j}{kT} = \frac{3kT}{2\ ch}$$

$\nu$ = fréquence du rayonnement incident

$f(\nu_{ij},\nu)$ = profil d'élargissement

Les profils d'élargissement proposés par Van VLECK et WEISSKOPF d'une part et par ZEVAKHIN et NAUMOV (c) d'autre part sont identiques à ceux du spectre

d'absorption de la vapeur d'eau. Mais dans le cas de l'oxygène et pour la fréquence de 35 GHz qui nous intéresse les résultats sont identiques, car on se trouve à cette fréquence dans "l'aile"inférieure de la bande d'absorption.

Compte-tenu du profil d'élargissement proposé par Van VLECK et WEISSKOPF l'expression du coefficient d'absorption est la suivante :

$$\gamma = 0,34 \frac{P}{1030} \left[\frac{293}{T}\right]^2 \frac{\nu^2}{c^2} \left[ \frac{\Delta\nu/c}{(2-\frac{\nu}{c})^2+(\frac{\Delta\nu}{c})^2} + \frac{\Delta\nu/c}{(2+\frac{\nu}{c})^2+(\frac{\Delta\nu}{c})^2} + \frac{\Delta\nu/c}{(\frac{\nu}{c})^2+(\frac{\Delta\nu}{c})^2} \right] \quad dB.km^{-1}$$

Le troisième terme en facteur est le terme "non résonnant". L'expression de $\Delta\nu$ a été proposée par TOLBERT. Elle a été déterminée empiriquement.

$$\Delta\nu = 1,9.10^{-3} \, P \left[\frac{1030}{1030+P}\right] \left[\frac{293}{T}\right]^{0,9}, \; GHz$$

soit aux conditions standard :

$\Delta\nu = 0,76$ GHz

$\frac{\Delta\nu}{c} = 0,025 \; cm^{-1}$

Les résultats des expériences faites par ARTMANN et J.P. GORDON, A.B. CRAWFORD et D.C. HOGG ainsi que par TOLBERT, sont en concordance avec les résultats théoriques à 35 GHz.

$$\gamma_{O_2} = 89 \frac{P}{T^2} \frac{\Delta\nu}{c}, \; dB.km^{-1}$$

P en mbar

T en °K

avec : $\frac{\Delta\nu}{c} = 7,96 \cdot \frac{P}{1000 + P} \cdot \frac{1}{T^{0,9}}$

Aux conditions standard de température et de pression, l'absorption due à la présence d'oxygène dans l'atmosphère est égale à $2,48.10^{-2}$ dB $km^{-1}$ à 35,5 GHz.

L'absorption de $O_2$ est faible. Dans l'atmosphère on pourrait la considérer constante puisque les variations de la pression et de la température absolue sont relativement faibles.

L'étude théorique des coefficients d'absorption de l'eau et de l'oxygène nous montre l'importance des paramètres : pression, température et humidité absolue de l'atmosphère. Ces paramètres varient dans le temps et dans l'espace. Il est nécessaire de connaître leurs variations si l'on désire faire une étude de l'absorption atmosphérique.

# CHAPITRE II - 2

## CONNAISSANCE DE L'ATMOSPHERE

Malgré le développement des techniques, la connaissance des conditions atmosphériques est encore très limitée. La rapidité des variations de pression, de température et d'humidité, dans le temps et dans l'espace, est telle que l'on ne peut pas établir de lois parfaites permettant de connaître à chaque instant les différents paramètres atmosphériques. Cependant un grand nombre de mesures a permis de faire des statistiques et d'établir des lois approchées concernant les variations théoriques de la pression P et de la température T en fonction de l'altitude h. Ainsi différentes atmosphères standard ont été définies en fonction des conditions climatiques. Le C.I.N.A. (Comité international pour la navigation aérienne) a adopté pour l'Europe occidentale, les variations de T et de P en fonction de h que nous avons représentées graphiquement sur la figure 22.

Nous avons pu utiliser les résultats des radiosondages effectués, chaque jour à 12 h, à la Station météorologique de Bordeaux-Mérignac et connaître ainsi les variations locales de température, de pression et de la teneur en vapeur d'eau qui est, comme chacun le sait, très variable d'une région à l'autre, d'une part, et d'un jour à l'autre, d'autre part. Nous allons donc, dans ce chapitre, rappeler brièvement quelques notions sur la température et la pression atmosphérique, qu'il est indispensable de connaître pour la suite de notre exposé, et donner les résultats de statistiques que nous avons faites sur la teneur en vapeur d'eau.

### A) Utilisation des comptes rendus aérologiques

La pression atmosphérique P, la température T et l'humidité relative H, sont mesurées à des niveaux successifs qui sont différents à chaque radiosondage. Pour une utilisation pratique des résultats, des "altitudes principales" ont été définies (5 m - 500 m -1000 m- 1500 m - 2000 m - 3000 m ... 20000 m...) et les valeurs

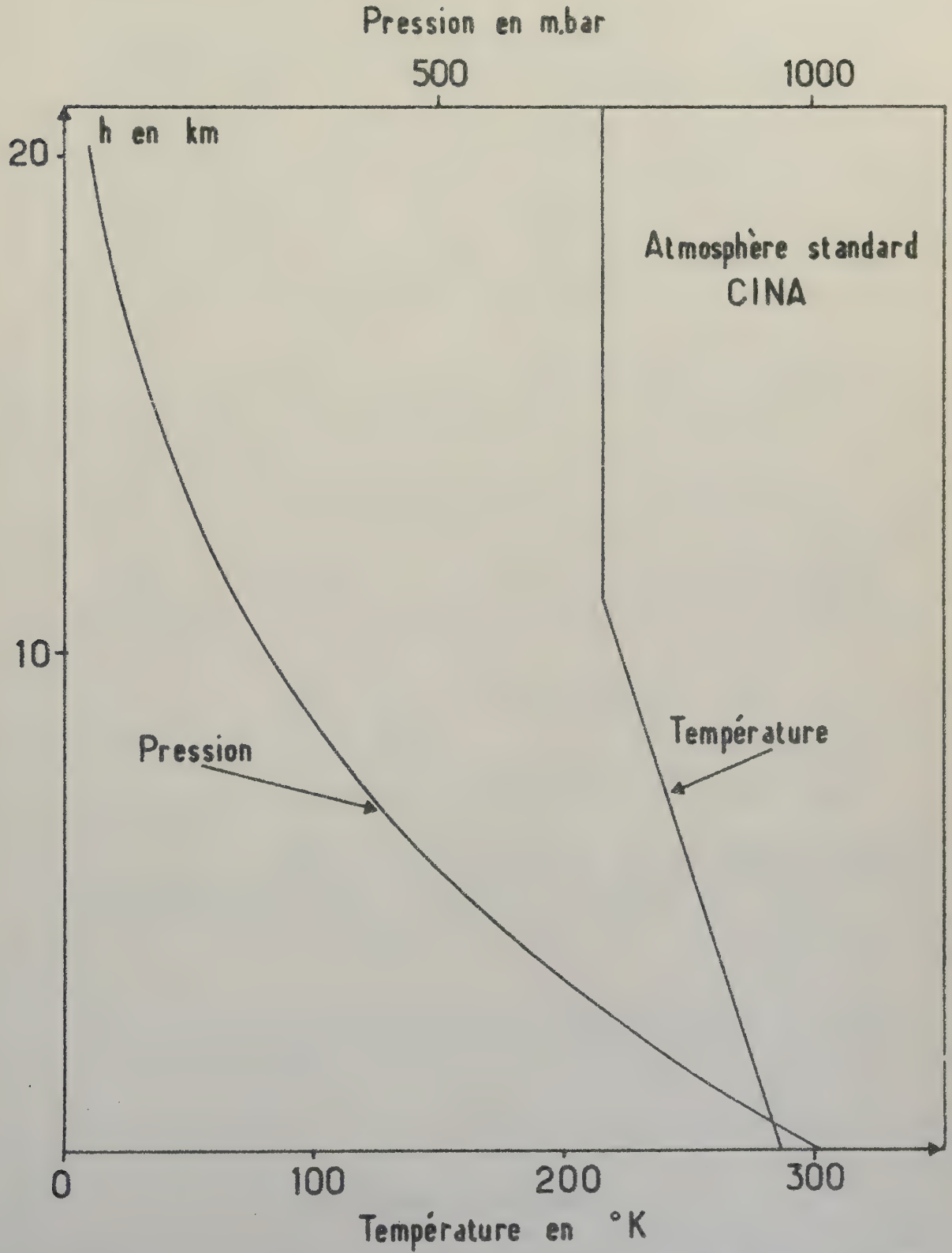

Pression en m.bar
500
1000
h en km
20
10
Atmosphère standard
CINA
Température
Pression
0
100
200
300
Température en °K

Fig. 22

de T, P et H (humidité relative) correspondantes sont calculées par interpolation entre les valeurs mesurées. De même sont définis des niveaux standard correspondant à des valeurs données de la pression atmosphérique. L'ensemble de ces résultats constitue le "Compte Rendu Aérologique" (CRA). Dans tous nos calculs nous avons utilisé les renseignements concernant les "altitudes principales", car ils concrétisent l'hypothèse d'une atmosphère stratifiée horizontalement. Les erreurs introduites par les interpolations peuvent être considérées comme négligeables, car les mesures elles-mêmes sont relativement imprécises (10% est une estimation optimiste) en raison de l'inertie des appareils de mesure d'une part, et de la condensation sur les instruments aux basses températures, d'autre part.

Si T et P sont par conséquent connus directement, il n'en est pas de même de l'humidité absolue $\rho$ (teneur en vapeur d'eau par unité de volume). Nous avons établi une relation entre $\rho$, H et T, afin de faire un programme pour IBM 1620, nous permettant de calculer $\rho$ à chaque altitude principale. La pression de vapeur saturante $p_s$ n'est fonction que de la température T, mais il n'existe pas de formule qui relie $p_s$ à T de façon explicite. Graphiquement nous avons établi une relation entre $p_s$ et T, mais celle-ci n'est valable que dans l'intervalle de température, de 250°K à 300°K, qui nous intéresse.

$$p_s = 13{,}5. \quad \exp\left(-\frac{5{,}4.10^3}{T} + 19\right)$$

$p_s$ en mbar

La pression de vapeur p est : $p = H.p_s$

p, mbar.

Nous pouvons admettre que la vapeur d'eau se comporte comme un gaz parfait et en appliquer la relation d'état, pour calculer $\rho$ soit :

$$\rho = 2{,}21.10^2 \frac{p}{T}$$

$$\rho = 2{,}89.10^3 \frac{H}{T} \exp\left(-\frac{5{,}4.10^3}{T} + 19\right)$$

$\rho$ , $g.m^{-3}$

T , °K

Organisation du calcul

Pour chaque altitude principale, les données sont portées sur cartes perforées. Chaque jour, chaque

niveau a sa propre carte qui est utilisée pour le calcul de $\rho$ . Ces valeurs sont multipliées par l'écart entre l'altitude du niveau et celle du niveau supérieur, afin de connaître la quantité q totale de vapeur d'eau contenue dans une colonne de 1 m2 de base et de hauteur égale à l'épaisseur de la couche atmosphérique comprise entre deux altitudes principales.

## B) Composition et structure de l'atmosphère

L'organisation météorologique internationale a fixé en 1947 la composition type qui réunit les valeurs les plus probables des divers éléments présents en atmosphère sèche. La concentration en volume de l'oxygène est de 20,95%, celle de l'azote de 78,09%. La composition de l'air atmosphérique peut être considérée comme invariable au voisinage du sol. On assimile ce mélange à un gaz unique considéré comme parfait dont la masse moléculaire a pour valeur M = 28,966 g.

A l'examen des paramètres atmosphériques, il apparaît que les gradients horizontaux sont très inférieurs aux gradients verticaux. (F. du CASTEL, P.MISME, A. SPIZZICHINO, J. VOGE). Les météorologistes en ont déduit l'hypothèse que l'atmosphère est stratifiée horizontalement. Mais il est évidemment difficile de discuter de la cohérence longitudinale de ces couches. Leurs dimensions sont très variables et dépendent de nombreux facteurs : relief, vent..... Nous verrons lors de l'exploitation de nos résultats expérimentaux concernant l'absorption atmosphérique qu'il est possible dans certains cas d'en évaluer la longueur.

## C) La température

Les sondages atmosphériques font apparaître l'existence de deux régions distinctes : (J. ROULEAU, R. TROCHON)

- une région de décroissance générale de température avec l'altitude, s'étendant depuis le sol jusqu'à 10 ou 12 km. C'est la troposphère.

- une région supérieure où la température est sensiblement constante quelle que soit l'altitude et qui porte le nom de stratosphère.

La couche de transition entre la troposphère et la stratosphère caractérisée par la variation rapide du gradient de température est généralement très peu épaisse; elle porte le nom de tropopause.

Le C.I.N.A. a adopté une loi de décroissance moyenne de la température en fonction de l'altitude qui est de 6,5° par km. Ainsi pour une température arbitraire de 288°K au niveau du sol, on admet que au-delà de 11000 m la température est constante et égale à 216,5°K.

La réalité n'est pas aussi simple, comme nous pouvons le voir sur la figure 23 qui représente quelques exemples de variations de la température en fonction de l'altitude. Ces mesures ont été faites à Bordeaux. C'est seulement au-dessus de 2000 m que la décroissance de la température est une fonction linéaire décroissante de l'altitude.

Au-dessous de 2000 m, on peut être en présence du phénomène d'inversion, c'est-à-dire une augmentation de la température avec l'altitude. La variation de la température dans les basses couches est donc difficilement prévisible.

## D) La pression

La pression atmosphérique subit des variations moins rapides que celles de la température à laquelle elle est pourtant liée : ainsi une variation de 1 mbar est obtenue par un déplacement vertical de 10 m, alors que par un déplacement horizontal il faut au moins plusieurs kilomètres pour obtenir cette variation. Si on adopte comme modèle un gradient vertical de température de - $\chi$°/km la variation de pression en fonction de l'altitude est donnée par les relations suivantes, déduites de la formule barométrique de LAPLACE :

Dans la troposphère : $h < 11$ km

$$\frac{P(h)}{Po} = \left[\frac{To - \chi h}{To}\right]^{\frac{gM}{R\chi}}$$

Dans la basse stratosphère : $11 \text{ km} < h < 25$ km

$$\frac{P(h)}{P_{11}} = \exp\left[-\frac{gM}{RT_{11}}(h-11)\right]$$

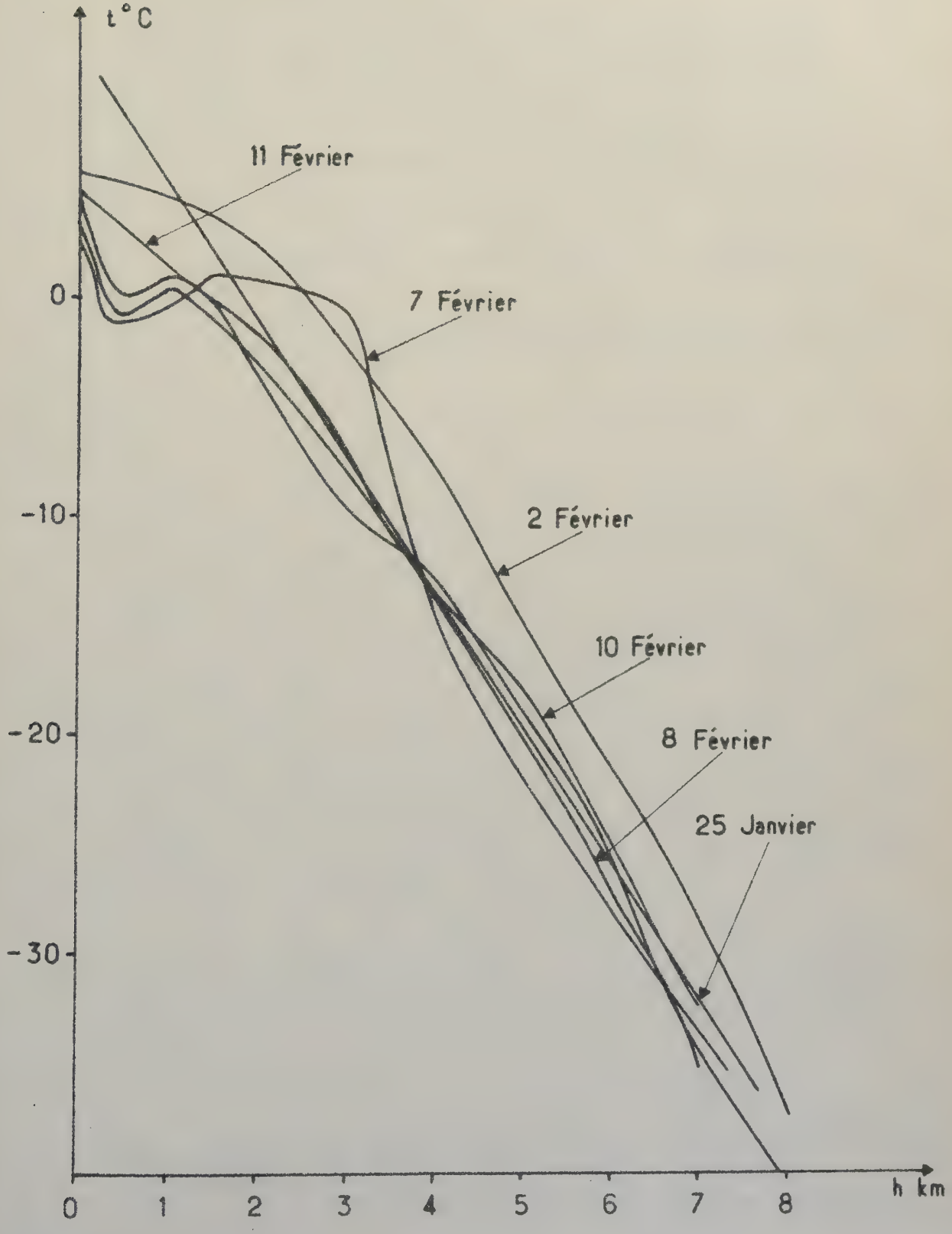
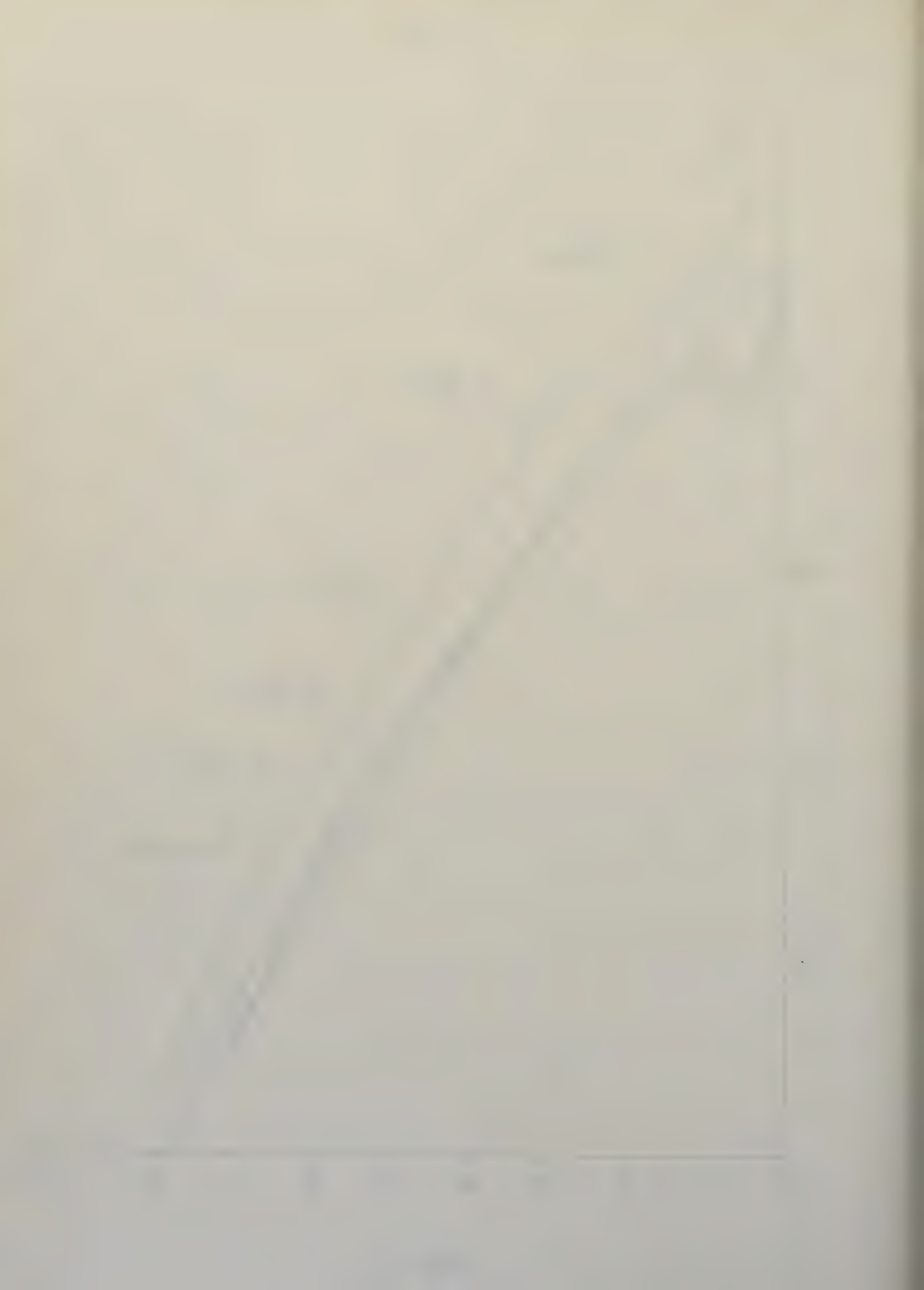

t°C
11 Février
7 Février
2 Février
10 Février
8 Février
25 Janvier
0
-10
-20
-30
0
1
2
3
4
5
6
7
8
h km

Fig. 23



h = altitude en km

$P_o$ = pression au niveau du sol (atmosphère standard C.I.N.A. = 1013 mbar)

$P_{11}$ = pression à 11 km d'altitude

$T_o$ = température au niveau du sol

M = masse moléculaire de l'air

R = constante des gaz parfaits = $g.km^2.°K^{-1}$

La variation de la pression en fonction de l'altitude est représentée dans la figure 22.

E) La vapeur d'eau

Comme nous le montrent les quelques exemples de la figure 24, les variations de l'humidité absolue en fonction de l'altitude sont irrégulières, mais il faut noter que dans l'ensemble la décroissance est très rapide. Ces courbes présentant l'allure générale d'une fonction exponentielle, nous avons cherché dans quelle mesure il était possible d'associer une loi exponentielle qui permettrait de connaître la quantité moyenne de vapeur d'eau en fonction de l'altitude et de $\rho$ au sol. Nous avons calculé l'humidité absolue aux différentes altitudes principales, (comme nous l'avons expliqué au paragraphe A) et nous l'avons normalisée pour une teneur en eau de 1 $g.m^{-3}$ au niveau du sol. Nous avons fait les moyennes pour cinquante journées et tracé le graphique $\rho(h)$ de la figure 25, en notant l'écart moyen. L'écart relatif moyen est de 30%; nous avons noté que les écarts étaient plus faibles l'été que l'hiver.

Si $\rho(h)$ est une fonction exponentielle de h, nous avons entre l'humidité absolue $\rho_0$ au niveau du sol et la quantité totale de vapeur d'eau Q contenue dans une colonne verticale de hauteur illimitée et de 1 $m^2$ de base, la relation suivante :

$$Q = \int_0^\infty \rho(h)dh = \int_0^\infty \rho_0 \, e^{-bh} \, dh = \frac{\rho_0}{b}$$

Nous avons, pour chaque sondage, calculé Q par addition des valeurs q de chacun des niveaux (conformément au paragraphe A). Bien que les calculs n'aient été faits que pour un nombre fini de niveaux,

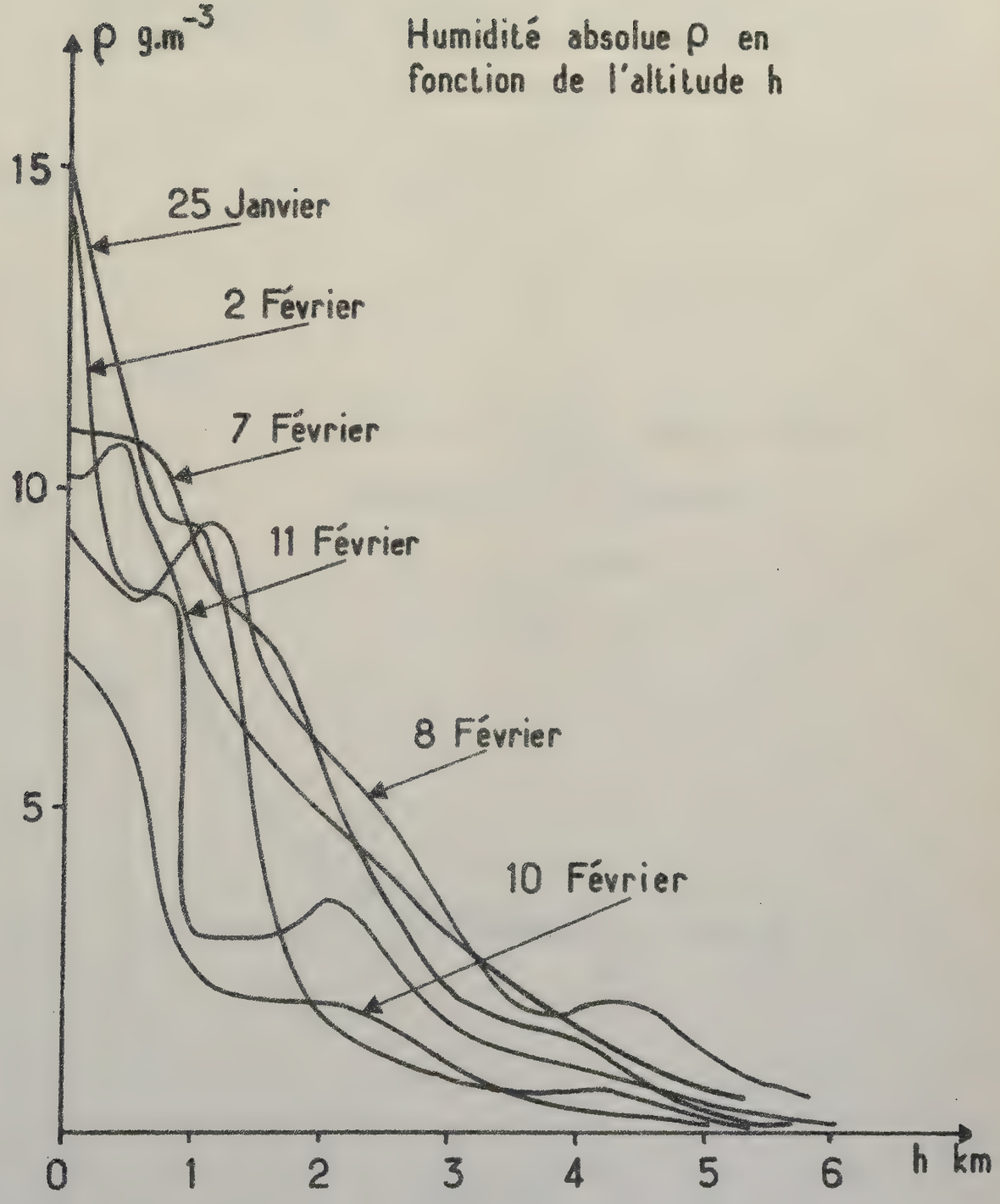

ρ g.m⁻³
Humidité absolue ρ en fonction de l'altitude h
15
10
5
25 Janvier
2 Février
7 Février
11 Février
8 Février
10 Février
0
1
2
3
4
5
6
h km

Fig. 24

nous pouvons identifier cette sommation à l'intégration de zéro à l'infini, car la vapeur d'eau est en quantité négligeable dans les couches d'altitude supérieure à 10000 m. Les résultats de ces calculs sont représentés graphiquement sur la figure 26. La valeur moyenne est :

$$Q = 2{,}35\rho_o \qquad Q,\ kg.m^{-2}$$

$$\rho_0,\ g.m^{-3}$$

et $b \simeq 0{,}42\ km^{-1}$

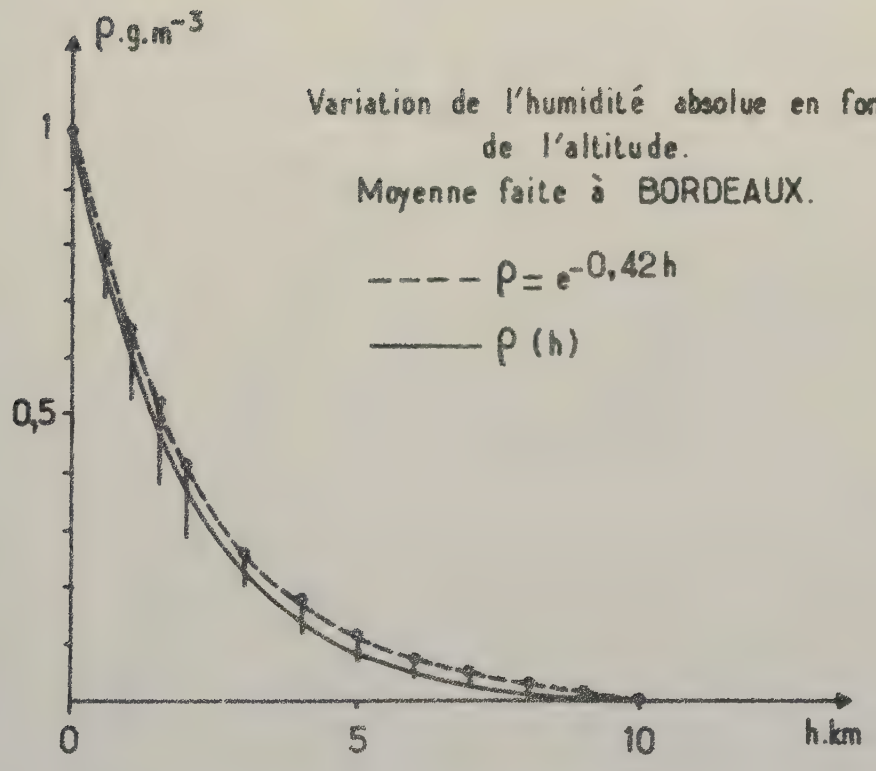



Fig. 25

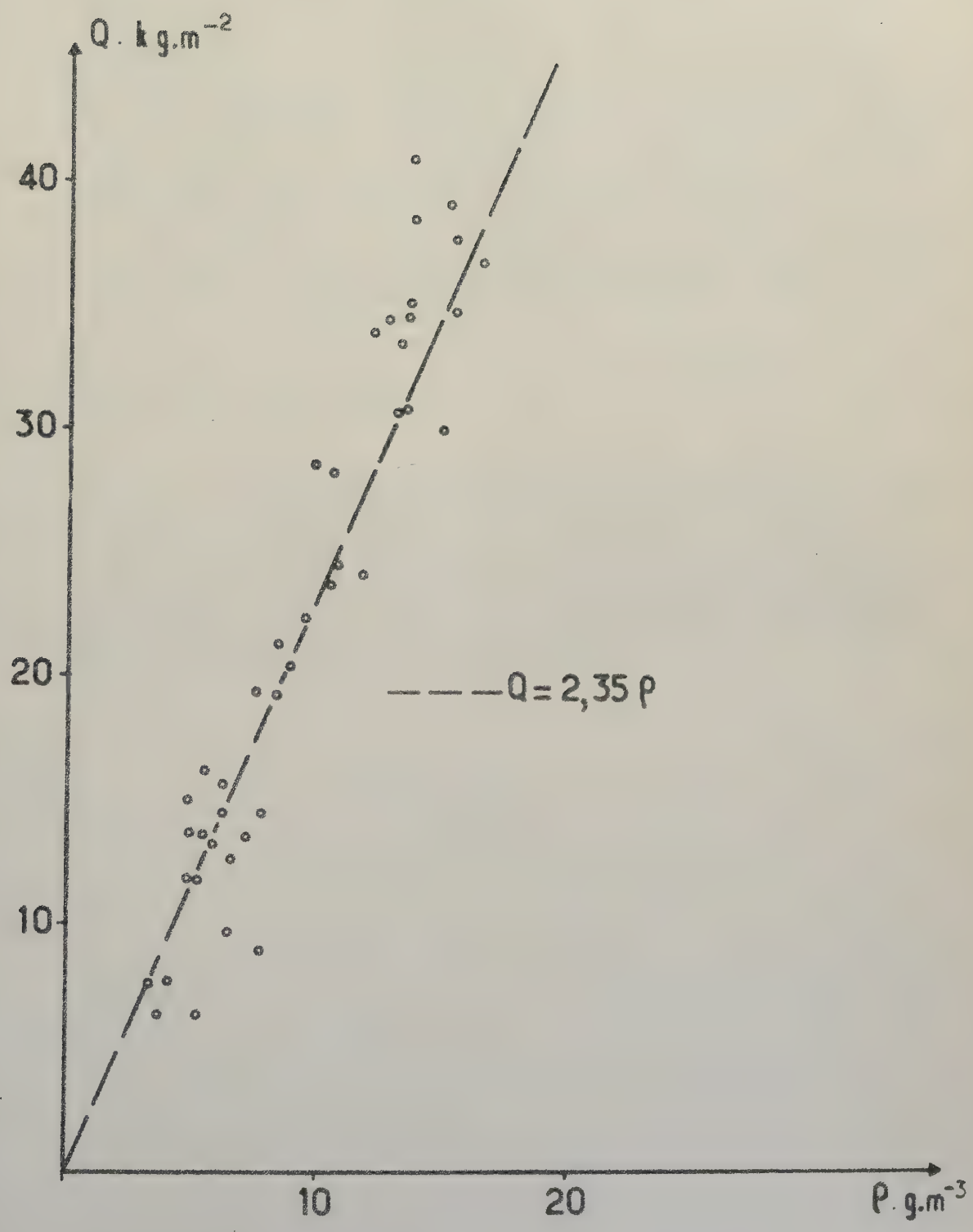



Fig. 26

Nous avons tracé la courbe représentative de $\rho(h)/\rho_0 = \exp(-0,42\ h)$, figure 25, (h étant exprimé en km) et nous pouvons constater une certaine concordance, compte-tenu des écarts moyens, avec la courbe expérimentale. Cette similitude nous amène à penser que chaque jour, il est possible de définir une fonction exponentielle qui représente la variation moyenne de $\rho$ en fonction de h, b est alors une constante journalière et varie entre les valeurs extrêmes 0,35 et 0,6. Nous avons vérifié cette hypothèse, en faisant des comparaisons graphiques entre variations expérimentales et variations exponentielles. L'intérêt de ceci sera mis en évidence dans le chapitre III - 3, où nous étudierons le retard de phase dans la propagation atmosphérique. D'ailleurs un autre calcul nous confirmera alors la validité de notre hypothèse.

Remarque

L'humidité n'est connue que jusqu'à 10000 m environ mais des réserves doivent être faites pour les résultats correspondant à des altitudes supérieures à 6000 m où la température est généralement inférieure à - 10°C. Cependant la décroissance de l'humidité absolue étant très rapide, $\rho(h) = \rho_0 \exp(-0,42\ h)$, en moyenne, les valeurs pour $h > 6000$ m ne portent que sur 6% de la quantité totale de la vapeur d'eau.

# CHAPITRE II - 3

## MESURE DE L'ATTENUATION ATMOSPHERIQUE

L'atténuation atmosphérique est mesurée en observant le rayonnement thermique émis par le soleil et reçu par l'antenne. L'énergie reçue varie en fonction de la longueur du trajet à travers l'atmosphère. Une loi simple traduit ce phénomène. Nous allons en rappeler l'origine.

### A) Equation de transfert

Considérons le cas d'une source de brillance B observée à travers un gaz qui émet et absorbe. La brillance apparente de la source va être affectée par la présence du gaz. La variation de brillance dB produite par un volume de gaz traversé sur une distance dr est donnée par J.D. KRAUSS.

$$dB = - B\alpha\, dr + \frac{\beta}{4\pi}\, dr \qquad (1)$$

où $\alpha$ = constante d'atténuation

$\beta$ = constante d'émission

Le premier terme du deuxième membre de l'équation représente la perte de brillance due à l'absorption et le second, le gain en brillance dû à l'émission. Cette relation est appelée équation de transfert.

La solution de l'équation est :

$$B = B_s \exp(-\tau) + \frac{\beta}{4\pi\alpha}\left(1 - \exp(-\tau)\right) \qquad (2)$$

où B = Brillance apparente ou observée

$B_s$ = brillance de la source

$\tau = \int_o^r \alpha\, dr$ = profondeur optique du gaz d'épaisseur physique r.

Si nous appelons $B_i$ la brillance intrinsèque du gaz nous avons $B_i = \frac{\beta}{4\pi\alpha}$ et l'expression de la brillance observée s'écrit :

$$B = B_S \exp(-\tau) + Bi \left[1 - \exp(-\tau)\right] \qquad (3)$$

D'après la loi de Planck la brillance spectrale énergétique d'une source à la température T est :

$$B(\nu) = \frac{2 h\nu^3}{C2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT} - 1)}$$

$\frac{h\nu}{kT}$ = 1,66°K alors que la température du soleil est de l'ordre de 6000°K et celle de l'atmosphère de 300°K. Donc nous pouvons appliquer pour la brillance du soleil et celle de l'atmosphère la loi de Rayleigh-Jeans :

Dans le domaine millimétrique, soit à 35 GHz,

$$B(\nu) = \frac{2 k T\nu^2}{C^2}$$

La brillance est directement proportionnelle à la température et l'expression (3) peut s'écrire en terme de température :

$$T_b = T \exp(-\tau) + T_c \left[1 - \exp(-\tau)\right] \qquad (4)$$

Tb = température de brillance observée

T = température de brillance de la source

Tc = température du gaz

B) Mesure de la température de brillance observée et de l'atténuation atmosphérique

Nous choisissons pour système de références, l'axe de l'antenne ( $\theta = 0$) et le plan de son ouverture ($0 < \Phi < 2\pi$) car l'antenne reste fixe dans une direction donnée (définie par l'angle zénithal z) et le soleil dans son mouvement apparent défile dans le champ de l'antenne.

L'antenne est en équilibre thermodynamique avec un corps noir de température non uniforme $T(\theta, \phi)$. La relation entre la température d'antenne et $T(\theta, \phi)$ est :

$$T_a = \frac{Ae}{\lambda^2} \iint_{4\pi} T(\theta,\phi)\ P\ (\theta,\phi)\ d\Omega \qquad (5)$$

$P\ (\theta,\phi)$ diagramme d'antenne

$A_e$ = surface effective de l'antenne

Nous mesurons les températures d'antenne $T_{as}$ et $T_{ac}$ qui correspondent respectivement aux deux cas extrêmes: le soleil est dans l'axe de l'antenne et le soleil est en-dehors du champ de l'antenne.

$T_{a_s}$ et $T_{a_c}$ satisfont aux relations suivantes

$$T_{as} = \frac{Ae}{\lambda^2} \iint_{\Sigma} Tbs(\theta,\phi)\ P(\theta,\phi)\,d\Omega + \frac{Ae}{\lambda^2} \iint_{4\pi-\Sigma} \acute{T}bs(\theta,\phi)\ P\ (\theta,\phi)\,d\Omega \qquad (6)$$

avec $T_{b_s}\ (\theta,\phi)$ = température de brillance observée du soleil

$$= T_S\ (\theta,\phi)\exp(-\tau(\theta,\phi) + Tc\left[1-\exp(-\tau(\theta,\phi)\right]$$

$T_s\ (\theta,\phi)$ = température de brillance du soleil

$T'b_s\ (\theta,\phi)$ = température de brillance observée du fond galactique, la température de brillance de celui-ci étant supposée nulle

$$T'b_s\ (\theta,\phi) = Tc\left[1-\exp(-\tau(\theta,\phi))\right]$$

$T_c$ = température de l'atmosphère, supposée constante

$\tau(\theta\phi)$ = profondeur optique de l'atmosphère

$$Ta_C = \frac{Ae}{\lambda^2} \int_{4\pi} T'_{bs}\ (\theta,\phi)\ P\ (\theta,\phi)\ d\Omega \qquad (7)$$

A partir des relations (6) et (7) nous avons :

$$Tas - Tac = \frac{Ae}{\lambda^2} \iint_{\Sigma} Tbs(\theta,\phi)P(\theta,\phi)d\Omega - \frac{Ae}{\lambda^2} \iint_{\Sigma} T'_{bs}(\theta,\phi)P(\theta,\phi)\ d\Omega$$

Cette expression générale se simplifie si nous faisons les approximations suivantes :

- La température de brillance du soleil est supposée uniforme, $T_s\ (\theta,\phi)$, = Ts

- A l'intérieur de l'angle solide $\Sigma$ la profondeur optique de l'atmosphère est constante et égale à $\tau_z$ et ainsi dans le domaine d'intégration $\Sigma$ les températures de brillance observées $T_{bs}(\theta, \phi)$ et $T'b_s(\theta, \phi)$ sont constantes et leur différence égale à $T_s \exp(-\tau_z)$. Nous avons alors :

$$Ta_s - Ta_c = T_s \exp(-\tau_z) \times \frac{Ae}{\lambda^2} \iint P(\theta,\phi)\, d\Omega \quad (8)$$

Le radiomètre étant étalonné en température, nous enregistrons T' qui est la variation maximum de la température d'antenne lors d'un passage du soleil dans le champ de l'antenne.

$$T' = Ta_s - Ta_c$$

$$F = \frac{Ae}{\lambda^2} \iint_{\Sigma} P(\theta,\phi)\, d\Omega = \text{constante.}$$

(on néglige les variations dans le temps du diamètre apparent du soleil et du diagramme de rayonnement).

Avec les notations précédentes, la relation (8) s'écrit :

$$T' = F.T_s \exp(-\tau_z)$$

Exprimée en dB, l'atténuation atmosphérique pour une direction de propagation définie par l'angle zénithal z est :

$$a_z = 10 \log \frac{F.T_s}{T'} = 4{,}3\,\tau_z \quad (9)$$

(l'atténuation atmosphérique, exprimée en dB, est directement proportionnelle à $\tau_z$.)

Nous avons vu (en étudiant les caractéristiques de l'antenne, chapitre I - 2) que le diagramme de l'antenne était connu avec une précision insuffisante pour faire une mesure absolue de T' et de F; il en est de même de la température de brillance du soleil $T_s$. Ainsi nous ne pouvons pas connaître $a_z$ en ne faisant qu'une seule mesure.

Nous employons la méthode dite de la droite de Bouguer. Son principe est de faire plusieurs observations du soleil à des angles zénithaux z différents. L'atténuation atmosphérique et par conséquent T' varient alors que F et $T_s$ sont constants.

En faisant l'hypothèse que l'atmosphère est constituée de couches homogènes concentriques, on démontre que la variation de T' est une fonction simple de l'angle z et de la profondeur optique.

Nous allons en rappeler le calcul

L'atmosphère est constituée de couches concentriques dont l'épaisseur géométrique totale est H. Pour l'angle zénithal z, le trajet parcouru par le rayonnement solaire à travers l'atmosphère est égal à R, (figure 27).

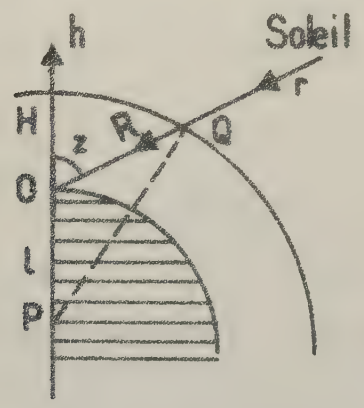



Fig. 27

O = lieu d'observation

P = centre de la terre

$\ell$ = rayon de la terre = 6371 km

Pour un angle z donné, l'atténuation atmosphérique est :

$$a_z = 4{,}3\ \tau_z = 4{,}3 \int_o^R \alpha(r)\,dr \qquad (10)$$

$\alpha(r)$ = coefficient d'absorption à la distance r de l'observateur et dans la direction du soleil.

L'atténuation atmosphérique zénithale, z = 0, est :

$$a_o = 4{,}3\ \tau_o = 4{,}3 \int_o^H \alpha(h)\,dh.$$

Nous allons établir la relation entre $a_z$ et $a_o$ :

Le triangle OPQ permet de déterminer :

$$R = -\ell \cos z + \sqrt{\ell^2 \cos^2 z + 2\ell H + H^2}$$

Nous verrons au chapitre III - 1 que l'atténuation du rayonnement par les couches atmosphériques situées à une altitude supérieure à 20 km est négligeable dans la bande des 35 GHz. Par conséquent, l'atmosphère active étant limitée à H = 20 km, nous pouvons négliger le terme $H^2$ devant $l^2 \cos^2 Z$ et $\ell H$ d'où l'expression simplifiée :

$$R = -\ell \cos z + \sqrt{\ell^2 \cos^2 z + 2\ell H}$$

Pour toute valeur de h < H, nous avons la relation

$$r = -\ell \cos z + \sqrt{\ell^2 \cos^2 z + 2\ell h}$$

$$\text{et } dr = \frac{dh}{\sqrt{\cos^2 z + 2h/\ell}}$$

Cette relation se simplifie si $\cos^2 z \geq \frac{2h}{\ell}$

Cette inégalité est satisfaite pour $z \leq 80°$

(la valeur maximum de $\frac{2h}{\ell}$ est $\frac{2H}{\ell}$ soit 0,006)

$$dr = \frac{dh}{\cos z} = \sec z . dh.$$

(ce résultat aurait pu être obtenu plus rapidement en faisant l'hypothèse que les couches atmosphériques sont planes et horizontales).

La relation (10) s'écrit :

$$a_z = 4{,}3 \sec z \int_0^H \alpha(h)\, dh$$

$$a_z = \sec z \; a_o \qquad (11)$$

Les équations (11) et (9) nous permettent d'écrire :

$$a_o \sec z = 10 \log (F.T_s) - 10 \log T'$$

Il suffirait, théoriquement, de deux observations, à des angles zénithaux différents $z_1$ et $z_2$, pour connaître l'atténuation atmosphérique zénithale $a_o$ :

$$a_o = \frac{10}{\sec z_2 - \sec z_1} \times \log \frac{T'1}{T'2}$$

Mais en raison des erreurs de mesure, ou des inhomogénéités de l'atmosphère, il est nécessaire de faire de nombreuses observations et de faire la moyenne des résultats, ou, ce qui est plus simple, de représenter graphiquement les variations de $(10 \log T')$ en fonction de sec z. Dans le cas d'une atmosphère stable, les points expérimentaux sont alignés sur une droite d'équation :

$$10 \log T' = - a_o . \sec z + \text{constante}$$

La valeur absolue de la pente de la droite est égale à l'atténuation atmosphérique zénithale, exprimée en dB.

Du fait de la dispersion des points expérimentaux il est nécessaire d'analyser les incertitudes de mesure et la validité de la méthode.

D) Incertitude de mesure :

Il y a quatre causes d'erreur :

- erreur en déclinaison,
- sensibilité limitée du récepteur
- défaut d'étalonnage du cercle gradué indiquant l'angle horaire
- variation de l'atténuation

1 - Une erreur peut se produire dans le réglage en déclinaison de l'antenne du fait d'un manque de fidélité de la mécanique et de la variation de la réfraction atmosphérique. La réfraction R mesurée par GENE, MARNER, RINGOEN et RICHARG est du même ordre de grandeur que la réfraction optique, comme nous le montre la courbe représentative de R en fonction de la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon (fig.28).

Nos mesures étant limitées à un angle z =80°, hypothèse de l'atmosphère plane, la variation $\frac{\Delta R}{\Delta z}$ est inférieure à 0,01. Mais cependant, pour 80° > z > 70°, la variation de R est de l'ordre de 18' ce qui provoquerait, sans correction, un dépointage de l'antenne de l'ordre de la demi-largeur du lobe principal à mi-puissance. Aussi l'orientation de l'antenne

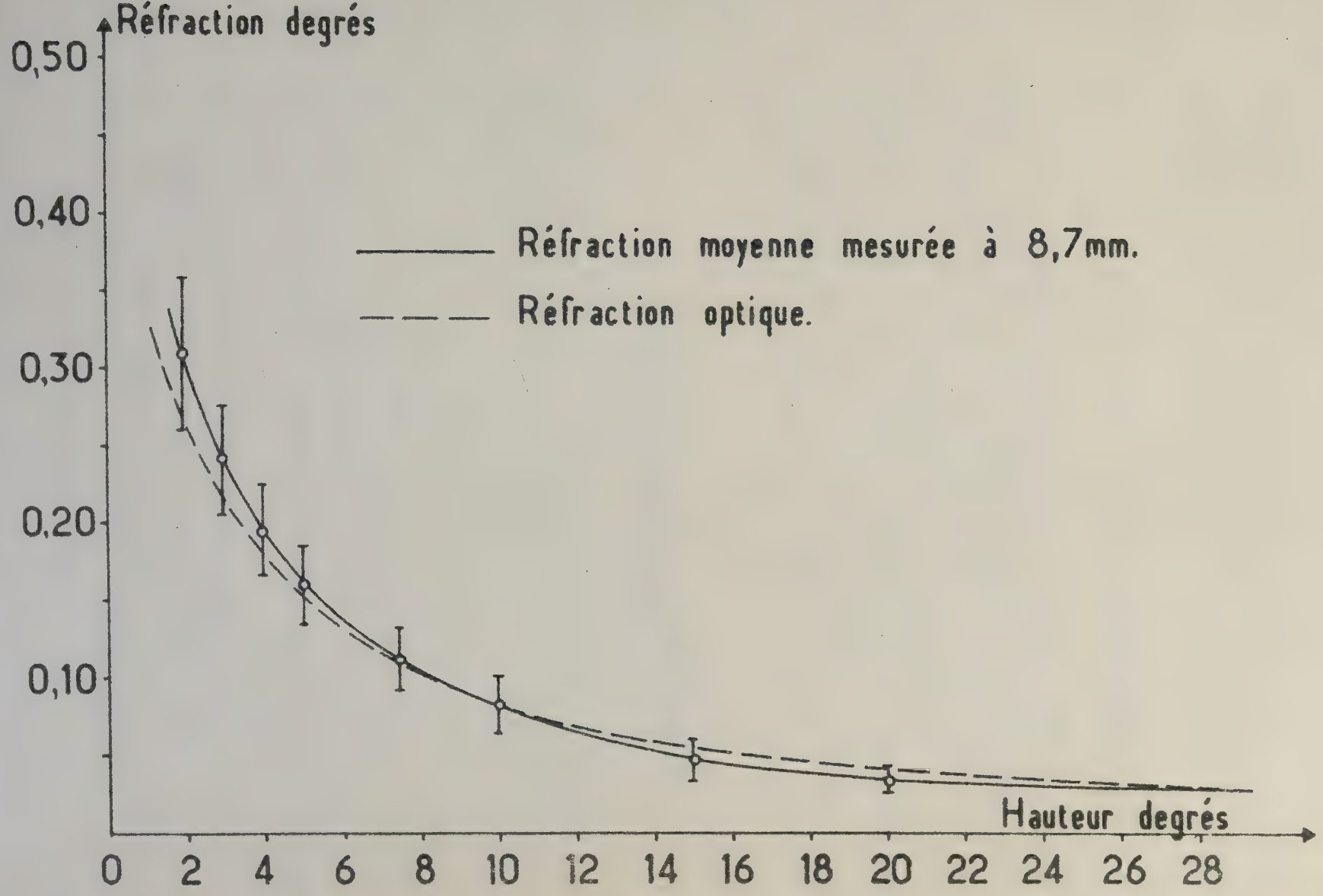
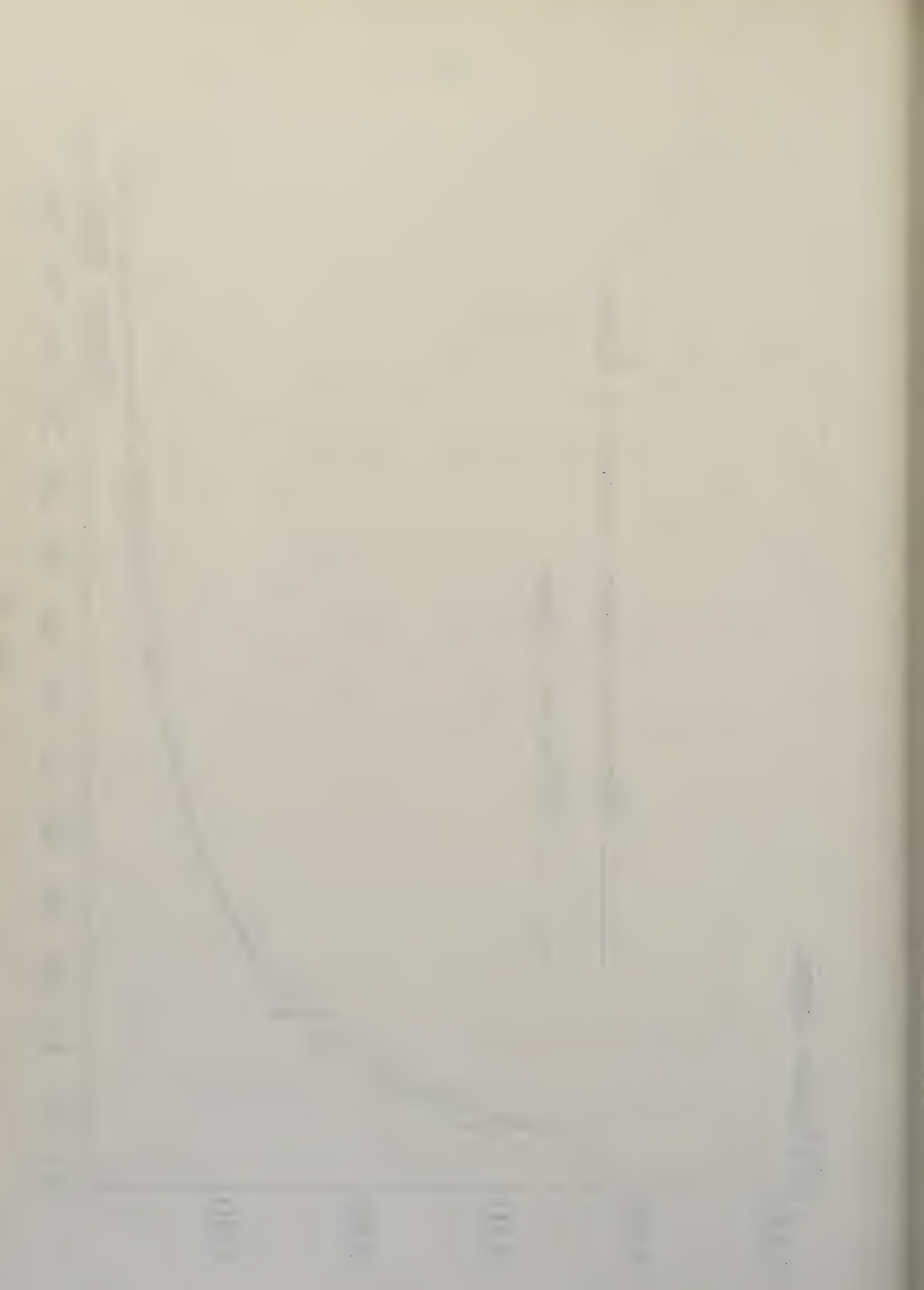

Réfraction degrés
0,50
0,40
0,30
0,20
0,10
Réfraction moyenne mesurée à 8,7mm.
Réfraction optique.
Hauteur degrés
0 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28

Fig. 28



est-elle corrigée avant chaque mesure et l'erreur en déclinaison est alors inférieure à la minute. L'incertitude relative sur la mesure de la température d'antenne, compte-tenu du diagramme de rayonnement, est de l'ordre de 1/200.

## 2 - La sensibilité limite de récepteur

Dans le chapitre I - 3, nous avons évalué que la sensibilité du récepteur à commutation était de 10°K, valeur qui tient compte des fluctuations de bruit et des variations du gain. La température moyenne de l'antenne, au cours d'une série de mesures, est de l'ordre de 700°K et compte-tenu de l'incertitude sur la déclinaison, l'erreur totale sur la mesure de T' est inférieure à 15 °K. L'erreur relative est de l'ordre de 2%.

Cette évaluation nous permet de calculer $\Delta(10 \log T')$

$$\Delta(10 \log T') \leq 4{,}3 \frac{\Delta T'}{T'}$$

$$\Delta(10 \log T') \leq 0{,}1 \text{ dB.}$$

## 3 - Incertitude dans la détermination de l'angle horaire H.

Nous avons vu que la détermination de la profondeur optique de l'atmosphère dépendait de la connaissance de l'angle zénithal z, correspondant à la position du soleil. La relation entre z et H est la suivante :

$$\cos z = \sin l . \sin \delta + \cos l . \cos \delta . \cos H$$

$\delta$ = déclinaison du jour

$l$ = latitude du lieu

Il faut évaluer l'incertitude sur $\sec z = \frac{1}{\cos z}$

En fonction de H nous avons :

$$\Delta(\sec z) \leq \cos l \cos \delta . \sin H . \sec^2 z . \Delta H$$

Pour Bordeaux nous avons $l \simeq 45°$. L'erreur sur l est négligeable. Il en est de même pour $\delta$.

$$\Delta(\sec z) < \frac{\sin H}{\sqrt{2}} \sec^2 z . \Delta H$$

Toutes les mesures sont faites pour H $\leqslant 90°$, par conséquent nous ferons l'évaluation suivante : sin H = 1. De même nous nous placerons dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire secz ≈ 10.

Le cercle gradué a été étalonné en fonction des positions réelles du soleil, chapitre I - 2. et nous avons évalué :

$$\Delta H \leqslant 5'$$

L'évaluation la plus pessimiste sur la détermination de sec z est donc :

$$\Delta (\sec z) \leqslant 0,1$$

C'est donc en fonction des incertitudes sur la mesure de T' et de sec z que nous choisissons nos échelles graphiques ou que nous indiquons les zones de probabilité qui entourent les points expérimentaux. La valeur de $a_o$ est alors connue à mieux de 0,05 dB.

## E) Validité de la méthode de mesure de $a_o$

Cette méthode repose sur l'hypothèse que l'atmosphère est stratifiée et que les couches sont homogènes sur une grande distance. Mais il faut tenir compte de la réalité. Les couches n'ont pas une épaisseur uniforme et présentent des discontinuités. Par ailleurs leurs paramètres, température, pression, humidité, peuvent changer. Cela entraîne des variations dans l'espace et le temps du coefficient d'absorption.

L'équation (9) ne peut plus s'appliquer à l'ensemble des mesures car il n'y a plus proportionnalité entre la profondeur optique et sec z. Les points expérimentaux ne sont plus alignés comme le montrent différents exemples (fig. 29 et 30).

Dans le cas de la figure 30, nous avons deux ensembles de points alignés qui correspondent à un changement radical des paramètres atmosphériques. En début d'après-midi, le ciel était parsemé de nuages mais toutes les mesures ont été faites lorsque le soleil était démasqué. Les points expérimentaux sont alignés sur une droite de pente $a_o$ = 1,3 dB. Par la suite le ciel était dégagé de tout nuage et l'absorption plus faible.

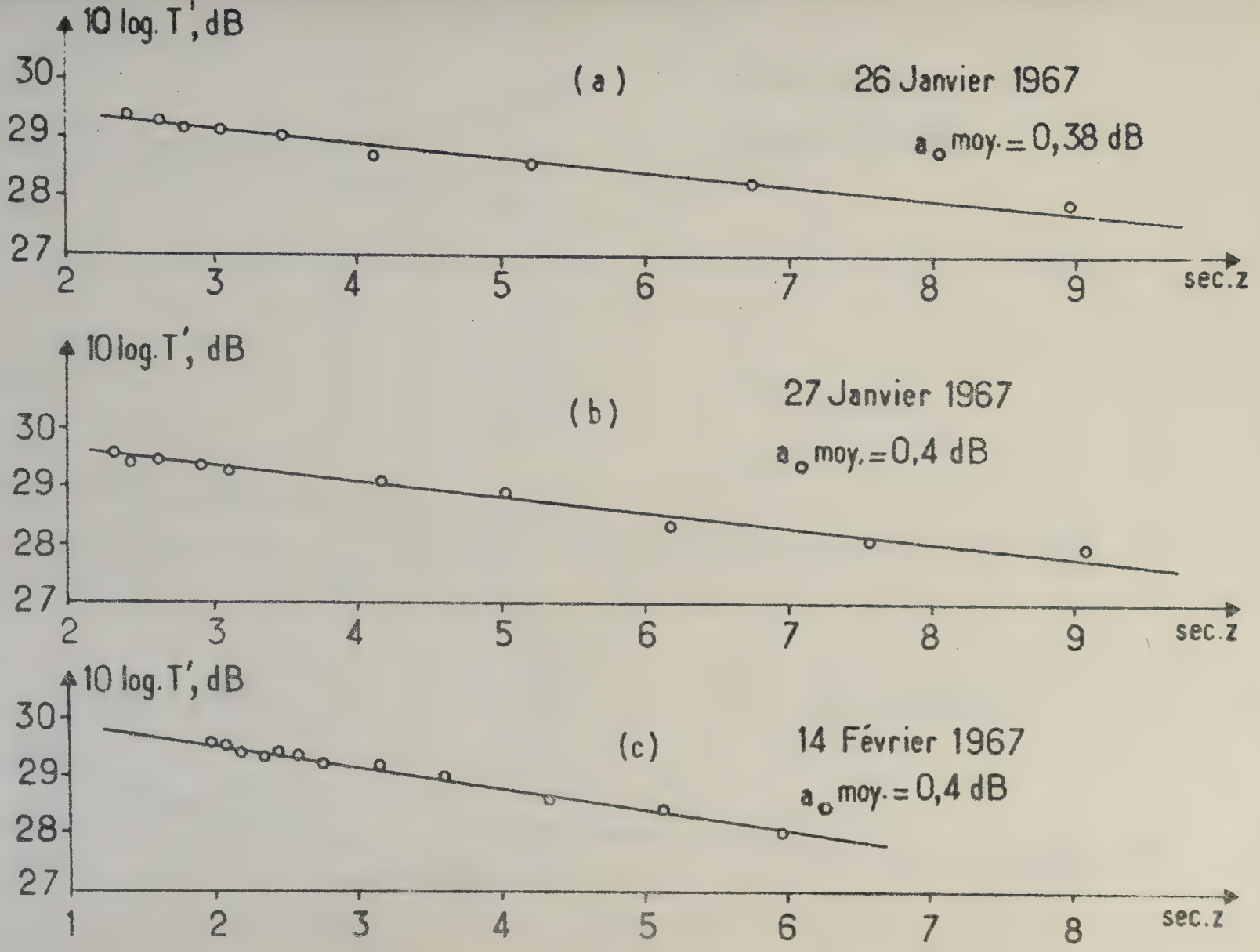
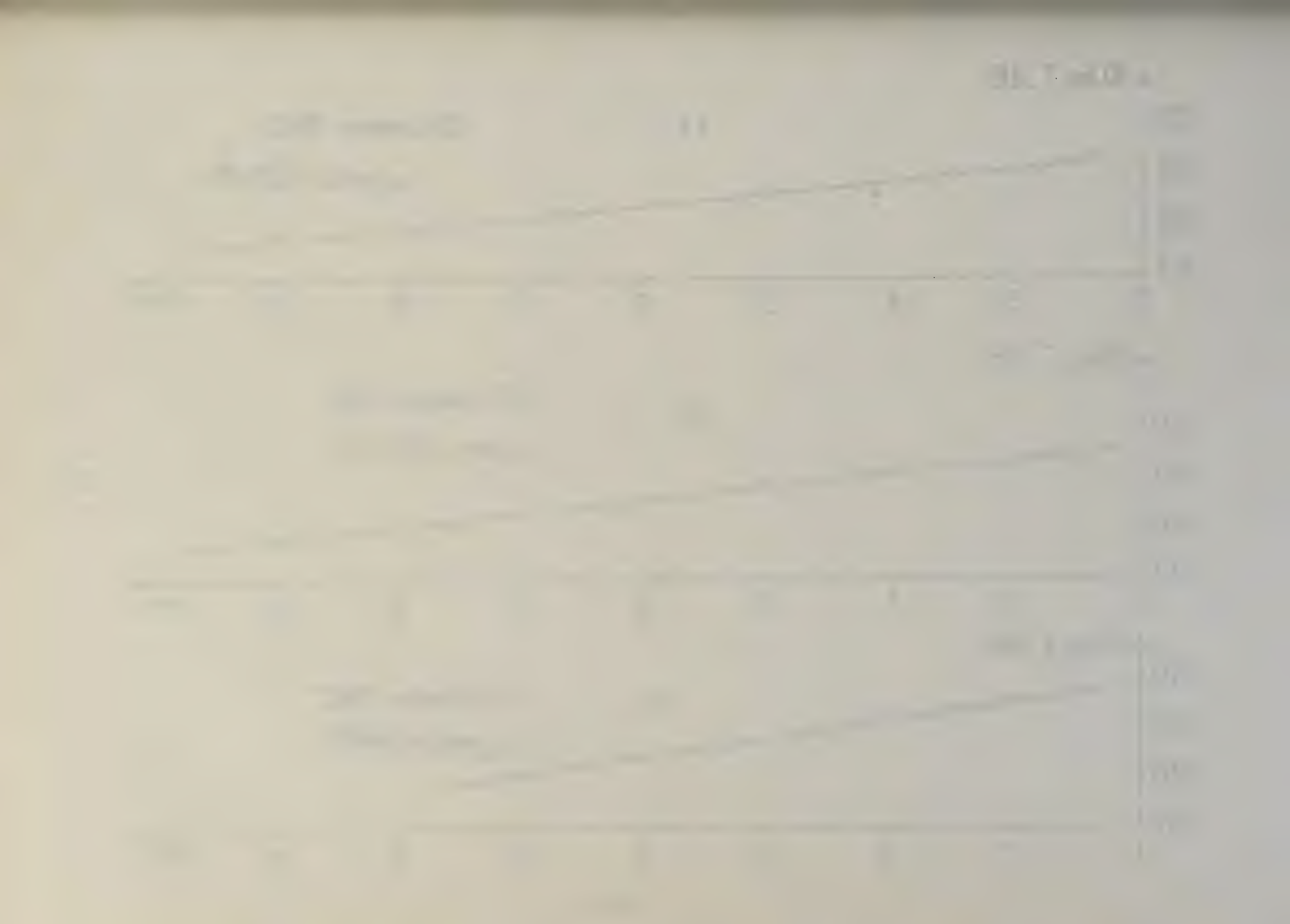

10 log. T', dB
30
29
28
27
(a)
26 Janvier 1967
$a_o$ moy. = 0,38 dB
2
3
4
5
6
7
8
9
sec.z
10 log. T', dB
30
29
28
27
(b)
27 Janvier 1967
$a_o$ moy. = 0,4 dB
2
3
4
5
6
7
8
9
sec.z
10 log. T', dB
30
29
28
27
(c)
14 Février 1967
$a_o$ moy. = 0,4 dB
1
2
3
4
5
6
7
8
sec.z

Fig. 29



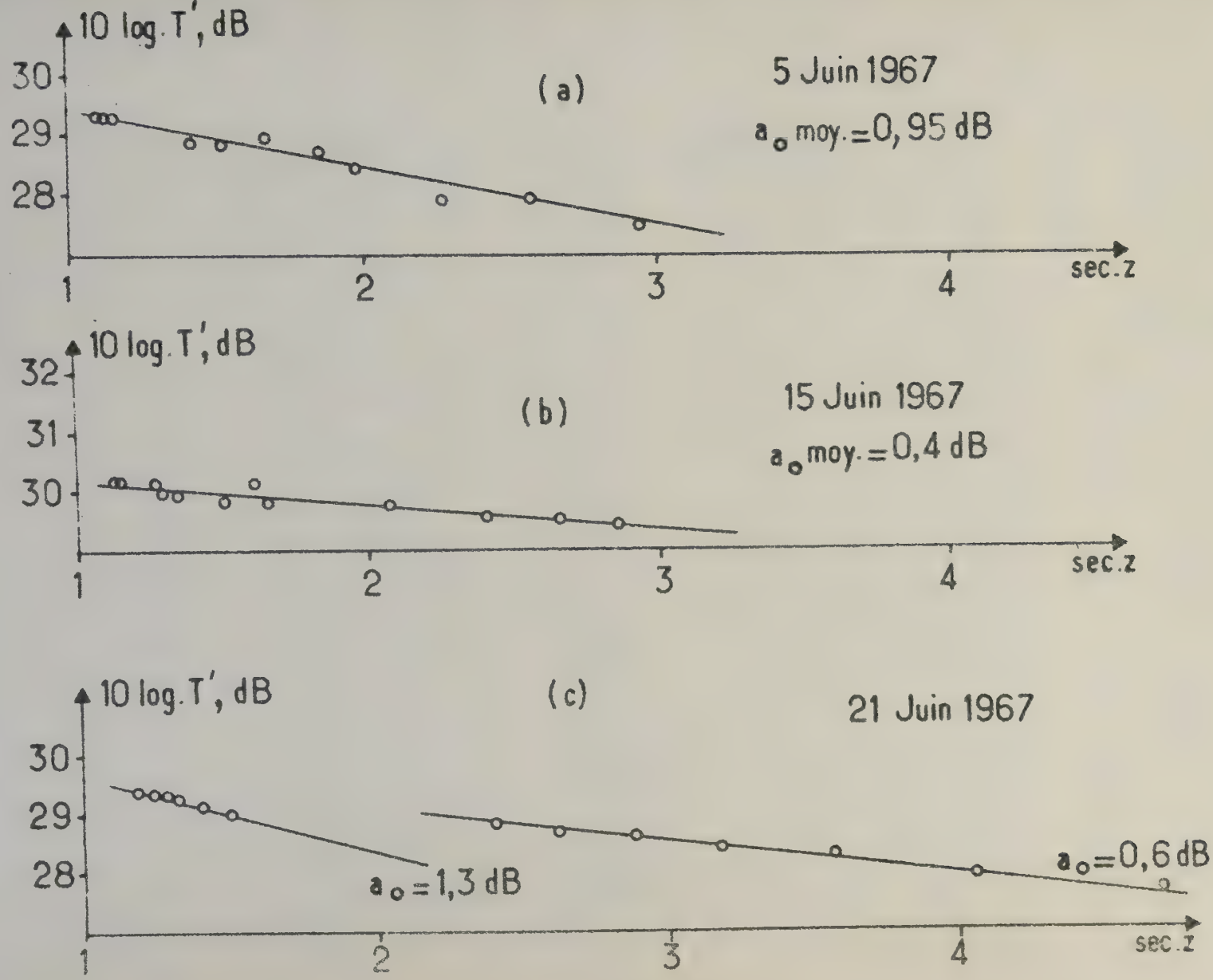

10 log. T', dB
30
29
28
(a)
5 Juin 1967
$a_o$ moy. = 0,95 dB
1
2
3
4
sec. z
10 log. T', dB
32
31
30
(b)
15 Juin 1967
$a_o$ moy. = 0,4 dB
1
2
3
4
sec. z
10 log. T', dB
30
29
28
(c)
21 Juin 1967
$a_o$ = 1,3 dB
$a_o$ = 0,6 dB
1
2
3
4
sec. z

Fig. 30

Dans les autres cas nous constatons que les points sont plus ou moins alignés sur une droite. Pour l'ensemble de nos résultats expérimentaux, l'écart quadratique moyen est de 0,07 dB. La dispersion peut être due à deux causes :

- Les erreurs de mesure que nous venons d'évaluer.

- Le fait que pour chaque point la propagation peut se faire suivant des trajets différents(définis par l'angle zénithal) à travers des couches absorbantes sans aucune cohérence avec les couches de même altitude, situées au-dessus du point d'observation. Vouloir définir une valeur $a_o$ paraît n'avoir aucun sens. Cependant lorsque les points expérimentaux sont de part et d'autre d'une droite, on peut estimer que les paramètres atmosphériques fluctuent, soit dans l'espace, soit dans le temps, de part et d'autre de leurs valeurs moyennes. Les mesures pour différentes valeurs de z ne pouvant être simultanées, il n'est pas possible de lever l'indétermination entre le temps et l'espace. Cependant deux cas peuvent se présenter :

- La dispersion des points expérimentaux est compatible (fig.29 a, b) avec les erreurs de mesures et nous ne pouvons pas connaître l'origine de la dispersion. L'ensemble des mesures nous donne seulement $a_o$ valeur moyenne de l'absorption zénithale.

- La dispersion des points n'est pas due uniquement aux erreurs de mesure (fig.30 a, b). Nous pouvons encore définir une absorption moyenne $a_o$, mais en plus nous pouvons évaluer les fluctuations de $a_z$ par rapport à la valeur théorique $a_o \sec z$, car toutes les observations ont le même poids. La variation de $a_z$ est due alors à la non homogénéité des couches atmosphériques et nous pourrons en déduire des renseignements sur les variations du retard de phase dans la propagation atmosphérique.

## CHAPITRE II - 4

## RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les mesures de l'absorption atmosphérique ont été faites pendant deux étés et deux hivers des années 1967 et 1968, mais nous ne présentons dans cet exposé que les résultats concernant les jours où le ciel était clair et sans aucun nuage.

Par pluie ou ciel nuageux, il est évident que la détermination de l'atténuation atmosphérique zénithale n'a aucun sens, car il n'est pas possible de supposer que l'atmosphère soit constituée de couches planes et homogènes. Etudier l'atténuation du rayonnement électromagnétique par la pluie et les nuages ne présente qu'un intérêt de statistique, car si l'on peut mesurer la quantité d'eau tombée par unité de surface, nous n'avons aucune indication concernant la longueur du parcours du rayonnement incident à travers les nuages ou la zone de précipitation. L'atténuation mesurée est très variable suivant l'angle zénithal et l'intensité de la pluie. A titre d'exemple, nous avons représenté, sur la figure 31, les variations de la température apparente du soleil au cours d'une journée. Ce sont des courbes normalisées; en ordonnée nous avons la valeur exp $(-\tau)$ ($\tau$ profondeur optique), que nous calculons en faisant le rapport entre la température d'antenne que nous aurions si l'atmosphère était parfaitement transparente, et la température d'antenne effectivement mesurée; le temps est porté en abcisse (heure GMT). Les mesures ont été faites en faisant une poursuite continue du soleil, tout en dépointant périodiquement l'antenne en déclinaison, afin de mesurer la température du ciel. Les trois courbes sont des transpositions de l'enregistrement qui est en fait bien plus "dilaté" dans le temps.

La courbe du 22 novembre 1968 correspond à une journée où le ciel était dégagé. La non symétrie par

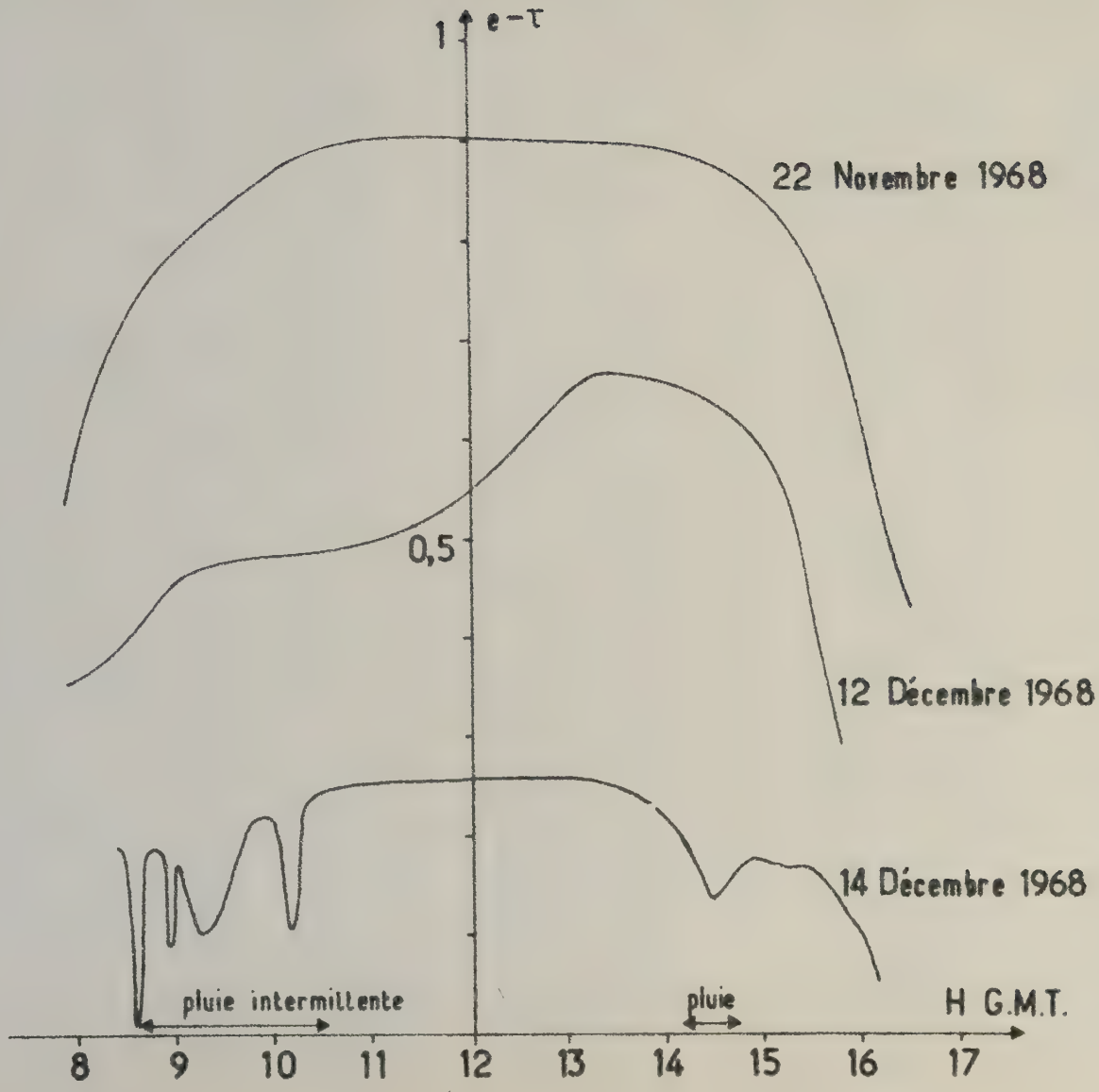

1
e-τ
22 Novembre 1968
0,5
12 Décembre 1968
14 Décembre 1968
pluie intermittente
pluie
H G.M.T.
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17

Fig. 31

rapport à l'axe des ordonnées (passage au méridien), est due à une variation de l'atténuation atmosphérique entre le matin et l'après-midi.

La courbe du 12 décembre 1968, est celle d'un ciel couvert, mais l'opacité des nuages est très variable, le matin de l'ordre de 3 dB et l'après-midi de l'ordre de 1,5 dB.

La journée du 14 décembre 1968, était pluvieuse. Suivant son intensité, la pluie est plus ou moins absorbante de 1,2 à 10 dB. Il faut remarquer que de 10 h 30 à 14 h, il ne pleuvait pas et l'absorption due essentiellement aux nuages était de l'ordre de 6 dB lorsque le soleil était dans le plan méridien, alors qu'elle n'était que de 3 dB le 12 décembre.

Résultat des mesures par ciel clair

Durant la période de mesure , nous avons eu 74 journées de ciel clair où nous avons pu déterminer l'atténuation atmosphérique zénithale. Ce nombre d'observations peut paraître faible, mais il concorde avec la statistique établie par la Station Météorologique de Bordeaux pour la période 1946 - 1965 : La moyenne annuelle des journées d'ensoleillement continu est 34.

Les mesures, par ciel clair, n'ont évidemment pas été faites en utilisant le système de poursuite, mais par défilement du soleil dans le lobe de l'antenne pointée dans une direction précise, comme nous l'avons expliqué au chapitre II - 3.

Nous avons pu constater une variation saisonnière de l'absorption atmosphérique (F. PICHERIT, a) et nous avons obtenu les moyennes suivantes pour $a_o$ :

| | |
|---|---|
| janvier - février 1967 | 0,30 dB |
| juin - juillet 1967 | 0,65 dB |
| décembre- janvier 1968 | 0,23 dB |
| juin - juillet 1968 | 0,58 dB |

Remarquons que la moyenne de l'absorption (que l'on exprime en dB) revient à faire une moyenne de la profondeur optique et ceci donne un sens à ces valeurs. Il est évident qu'une telle façon d'écrire les moyennes ne saurait décrire une moyenne des températures d'antenne, mesurées.

Au printemps et à l'automne, les jours de ciel clair furent trop rares pour que l'on puisse faire une moyenne significative. Le graphique de la figure 32 nous montre la dispersion des valeurs de $a_o$ pour les 74 mesures faites par ciel clair. Nous voyons que plus de la moitié des valeurs de $a_o$ est inférieure à 0,35 dB;

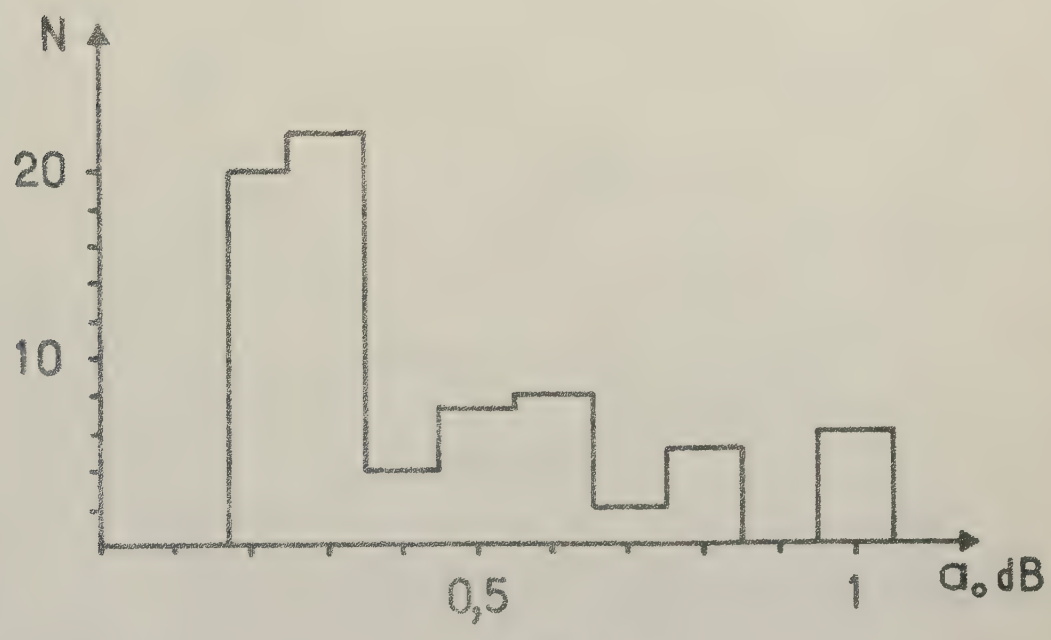



Fig. 32

70% d'entre elles correspondent à la totalité des journées d'hiver où nous avons pu faire de telles mesures. Nous avons constaté neuf cas d'instabilité, en fonction du temps ou de l'espace, de l'absorption atmosphérique et mesuré des $\Delta a_z$ de l'ordre de 0,5 dB.

L'ensemble des données météorologiques (Po, To, Ho, $\rho_o$) et les mesures de $a_o$ sont rassemblées dans les cinq premières colonnes du tableau général des résultats, page 128 .

L'exploitation de ces résultats nous a permis, comme nous allons l'étudier, de mettre en évidence la présence dans l'atmosphère bordelaise de noyaux de condensation et d'évaluer le retard de phase d'une onde électromagnétique se propageant dans l'atmosphère.

# IIIe PARTIE

# INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

# CHAPITRE III - 1

## CALCUL DE L'ATTENUATION ATMOSPHERIQUE EN UTILISANT LES DONNEES DES RADIOSONDAGES

L'intérêt de ce calcul est de mettre en évidence les variations de l'atténuation atmosphérique en fonction des divers paramètres : pression, température et humidité; leurs valeurs nous sont connues grâce aux radiosondages effectués à la Station de météorologie de Bordeaux-Mérignac, qui est située à 5 km de notre lieu d'observation. Une telle proxomité entre les deux sites, nous permet de penser que les conditions atmosphériques y sont semblables. Nous ne pouvons pas le vérifier mais il faut noter que les mesures de température et d'humidité absolue faites au niveau du sol, à la Station météorologique d'une part et à la Faculté d'autre part, sont en excellent accord. (Pour l'humidité absolue, les écarts sont inférieurs à 10% des valeurs mesurées et la différence des températures n'excède pas 2°C).

### A) Calcul de l'absorption due à la vapeur d'eau

Le coefficient d'absorption $\gamma_v$ dépend de la pression, de la température et de l'humidité absolue :

$$\gamma_v(P,T,\rho) = W(P,T).\rho \qquad \text{(Chapitre II - 1)}$$

Dans le chapitre II - 2, nous avons vu que la pression et la température diminuaient avec l'altitude h tout en remarquant les variations irrégulières de la température dans les basses couches de l'atmosphère. Il nous a paru intéressant d'étudier la variation de W(P,T) en fonction de h, afin de voir l'influence des irrégularités thermiques et la décroissance du coefficient d'absorption en fonction de h. Nous avons donc utilisé les données de 50 radiosondages et à chaque altitude principale nous avons calculé la valeur théorique de W(P,T) et fait la moyenne :

$$W(P,T) = \frac{1}{n} \sum_1^n W_n(P,T) \qquad 1<n<50, \text{nombre de journées}$$

Nous avons aussi calculé les écarts par rapport à la valeur moyenne, et l'écart moyen. Il est inférieur à 5% de la valeur de $\overline{W(P,T)}$, alors que de la même manière nous avons trouvé pour $\overline{\rho}$ un écart moyen de l'ordre de 30% (Chapitre II - 2). Les variations de W (P,T) en fonction de h sont représentées sur la figure 33.

La décroissance régulière de W (P,T) en fonction de h, et d'autre part le fait que la variation moyenne de l'humidité absolue en fonction de l'altitude, soit $\rho = \rho_o \exp(-0,42\ h)$, ( $\rho_o$ = humidité absolue au niveau du sol), nous a amené à penser que l'absorption était proportionnelle à $\rho_o$:

$$a_{ov} = \int_o^\infty \overline{W}(P,T)\rho(h)dh = \rho_o \int_o^\infty \overline{W}(P,T)\exp(-0,42h)dh$$

Nous avons organisé notre calcul de deux manières différentes : d'une part nous avons calculé en fonction de chacun des radiosondages, l'absorption zénithale théorique $a_{ov}$ due à la vapeur d'eau. Pour ceci nous avons calculé à chaque altitude principale le produit W (P,T). $\rho$ et après multiplication par l'épaisseur de la couche atmosphérique correspondante, nous avons fait la somme des absorptions dues à chacune des couches. Nous avons représenté graphiquement les valeurs de $a_{ov}$ en fonction de $\rho_o$. (figure 34). Les points sont voisins d'une droite d'équation :

$$a_{ov} = 0,019\ \rho_o$$

($a_{ov}$ en dB; $\rho_o$, $g.m^{-3}$)

D'autre part, W (P,T) variant peu, à la même altitude, d'un jour à l'autre, nous avons fait la moyenne à chaque altitude du produit W (P,T). $\rho$, soit $\overline{W(P,T).\rho}$ afin de connaître la variation moyenne du coefficient d'absorption en fonction de h. Nous avons calculé les écarts par rapport à la valeur moyenne et l'écart moyen. En valeur relative, il est inférieur à 15%, alors que pour $\overline{W(P,T)}$ et $\overline{\rho}$ nous avions respectivement 5% et 30%, mais les variations sont dues essentiellement à des fluctuations de la température à laquelle W (P,T) et $\rho$ sont liés. W (P,T) est une fonction décroissante de la température alors que $\rho$ est une fonction croissante (la pression de vapeur saturante augmente avec la température et favorise l'évaporation). W (P,T) pondère les fluctuations de l'humidité absolue. Nous avons représenté graphiquement (fig.33) les variations du coefficient d'absorption $\overline{\gamma(P,T)} = \overline{W(P,T).\rho}$ en faisant à chaque valeur caractéristique le produit des valeurs moyennes respectives de W (P,T) et de $\rho$. ($\rho$ est normalisé à $\rho_o$=1 $g.m^{-3}$)

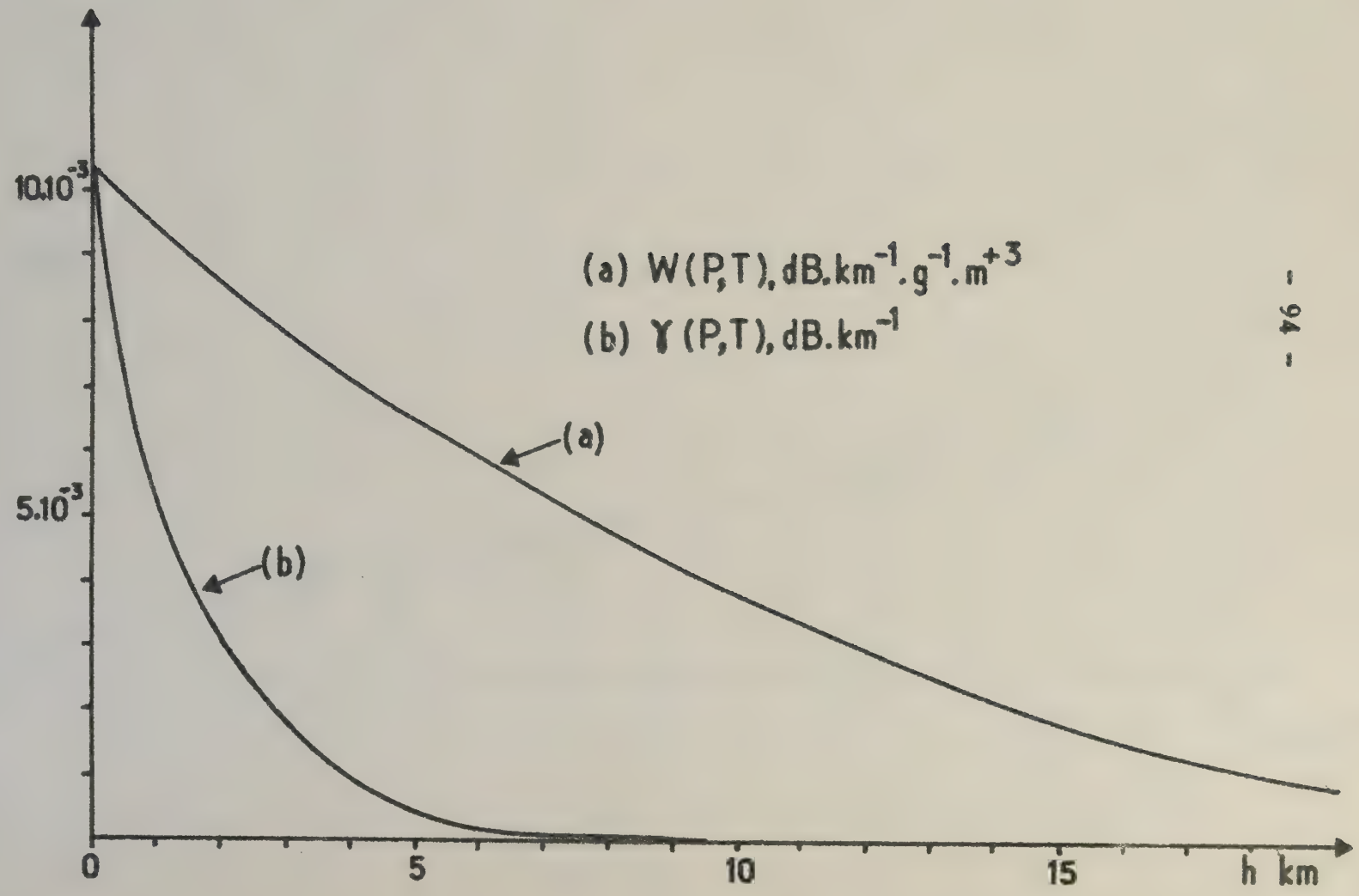



Fig. 33

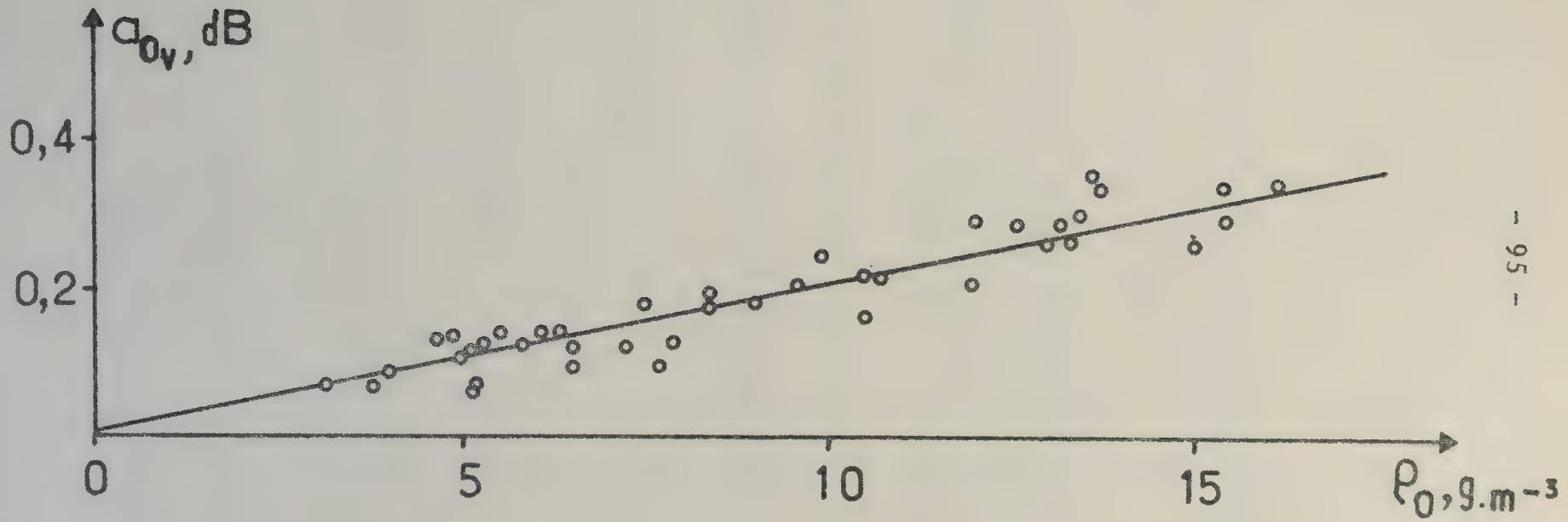
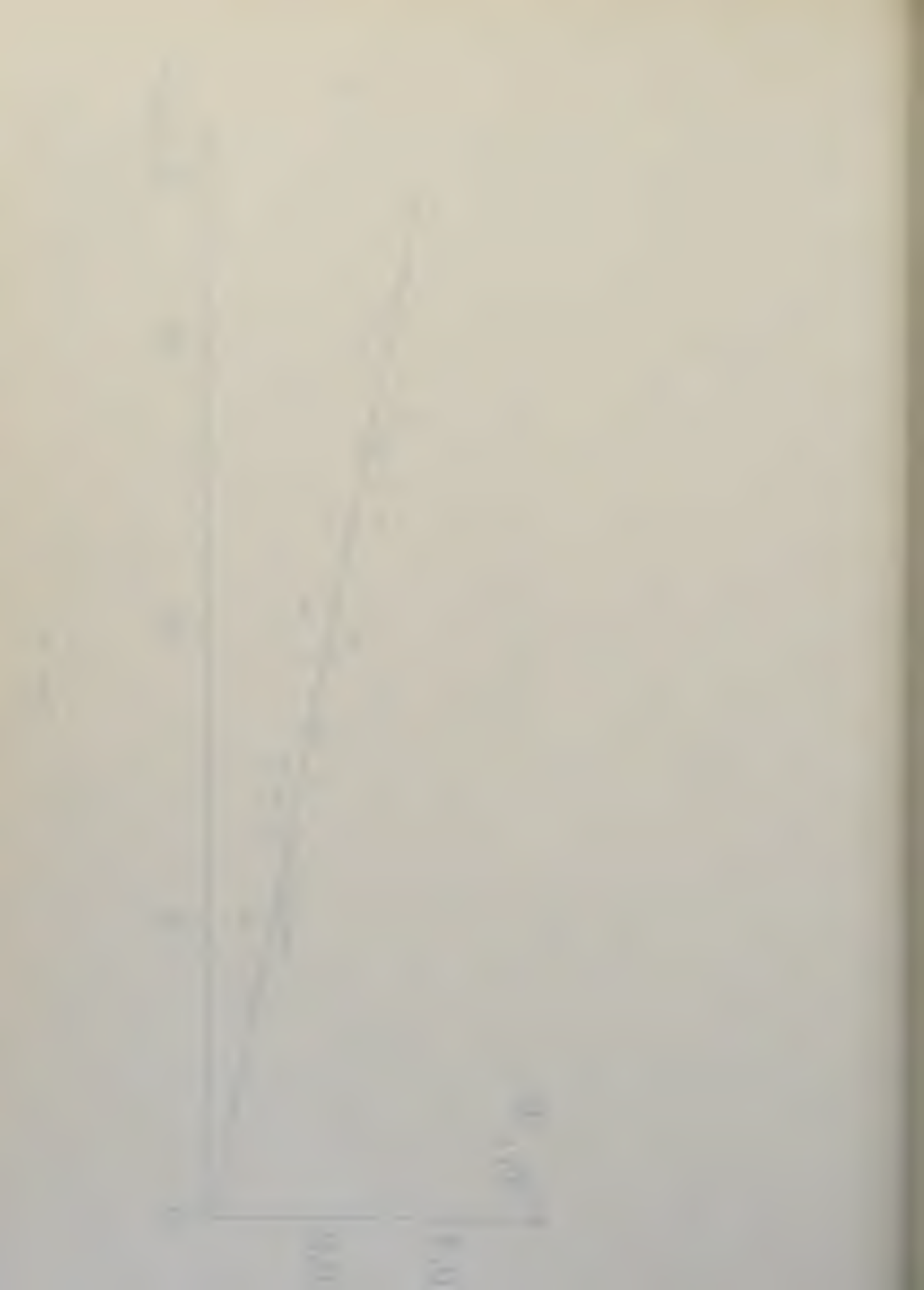





Fig. 34



Nous voyons que l'absorption est négligeable à une altitude supérieure à 7000 m.

L'intégration graphique de $\int_o^\infty \overline{\gamma_v(P,T)}dh$ donne le résultat suivant :

$$a_{ov} = 0,018\ \rho_o$$

Ce résultat identique au précédent est logique puisque W (P,T) variant peu en fonction du temps à chaque altitude nous aurions pu écrire directement la relation :

$$\int_o^\infty \overline{W(P,T)}.\overline{\rho}\ h = \int_o^\infty \overline{W(P,T)}\rho dh$$

W (P,T) est un facteur caractéristique de chaque altitude. Si l'expérience confirme la relation que nous venons d'établir ($a_o = 0,018\ \rho_o$), il sera facile de prévoir l'absorption zénithale à partir de la mesure de l'humidité absolue au niveau du sol, ce qui n'exige qu'un faible appareillage (un thermomètre et un hygromètre).

B) Calcul de l'absorption due à l'oxygène

L'absorption due à l'oxygène est une fonction de la température et de la pression, chapitre II - 1

$$\gamma_{o2} = 89 \frac{P}{T^2} \frac{\Delta\nu}{c}\ ,\ dB.km^{-1}$$

$$\frac{\Delta\nu}{c} = 7,96 \frac{P}{1000+P} \cdot \frac{1}{T^{0,9}} \cdot \qquad \begin{matrix} P,\ mbar \\ T,\ ^oK \end{matrix}$$

Le calcul fut mené de la même manière que le précédent jusqu'à l'altitude de 20000m. Comme le précédent calcul, il fut programmé et effectué sur une IBM 1620, en utilisant pour chaque niveau les mêmes cartes de données que pour les calculs de $\rho$ et de W (P, T).

L'absorption zénithale théorique $a_{o_2}$ due à l'oxygène, est calculée par intégration graphique. Les valeurs de $a_{o_2}$ sont comprises entre 0,20 et 0,17 dB. La théorie prévoit que la température est le facteur prépondérant $\gamma_{o_2} \simeq T^{-3}$ et bien que la dispersion des valeurs de $a_{o_2}$ soit faible, nous avons cherché une

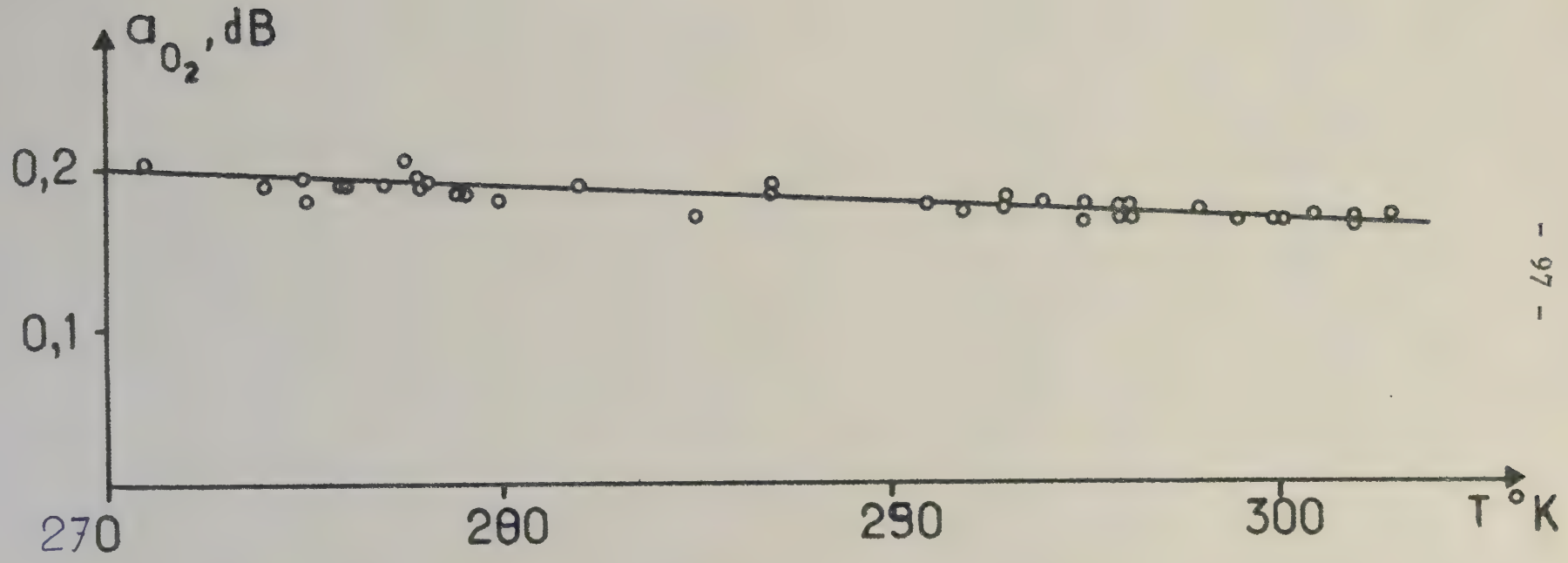





Fig. 35

relation simple entre $a_{o2}$ et la température $T_o$ au niveau du sol; ceci pour les mêmes raisons qui nous ont amené à chercher une relation entre $a_{ov}$ et $\rho_o$.

Nous avons représenté graphiquement, (figure 35), les valeurs calculées de $a_{o2}$ en fonction des valeurs correspondantes de $T_o$. Les points se groupent autour d'une droite dont l'équation est :

$$a_{o_2} = 0{,}18 - 1{,}1.10^{-3}(T_o - 270)$$

$a_{o_2}$, dB

$T_o$, °K

Les mêmes valeurs de $T_o$ conduisent à des absorptions très voisines (faible dispersion des points). La relation précédente nous permettra, comme nous le verrons par la suite, une analyse de l'atténuation atmosphérique globale.

# CHAPITRE III--2

## ESSAI DE CORRELATION

L'atténuation atmosphérique devrait être proportionnelle à l'humidité absolue au niveau du sol, conformément aux résultats du chapitre précédent. Nous avons donc représenté graphiquement les variations de $a_o$ mesuré en fonction de $\rho_o$ (fig.36). A l'examen la corrélation n'est pas évidente en raison de la dispersion importante des valeurs de $a_o$ pour une valeur de $\rho_o$ donnée. Mais nous avons noté que les valeurs correspondantes de l'humidité relative $H_o$ au niveau du sol étaient elles mêmes très différentes. Par ailleurs nous avons plusieurs fois constaté que, dans une même journée, si $H_o$ diminuait notablement avec l'élévation de la température alors que $\rho_o$ variait peu, l'absorption zénithale variait, la valeur de $a_o$ du matin pouvant être de deux à trois fois supérieure à celle de l'après-midi.

Ainsi le 1er juillet 1968 :

| | $T_o$, °K | $\rho_o$, $g.m^{-3}$ | $H_o$, % | $a_o$, dB |
|---|---|---|---|---|
| matin | 299 | 18 | 74 | 1,5 |
| après-midi | 310 | 16 | 35 | 0,43 |

Nous avons fait une deuxième constatation : les valeurs maxima de $a_o$ sont supérieures à celles que nous pouvons calculer à l'aide des formules théoriques, en faisant l'hypothèse que toutes les couches de l'atmosphère sont saturées de vapeur d'eau. Nous devons donc admettre que l'absorption par ciel clair n'est pas due uniquement à la vapeur d'eau et à l'oxygène, et que les absorptions relativement importantes doivent être dues à de l'eau à l'état liquide dont l'existence serait liée à l'importance de l'humidité relative (F. PICHERIT-b)

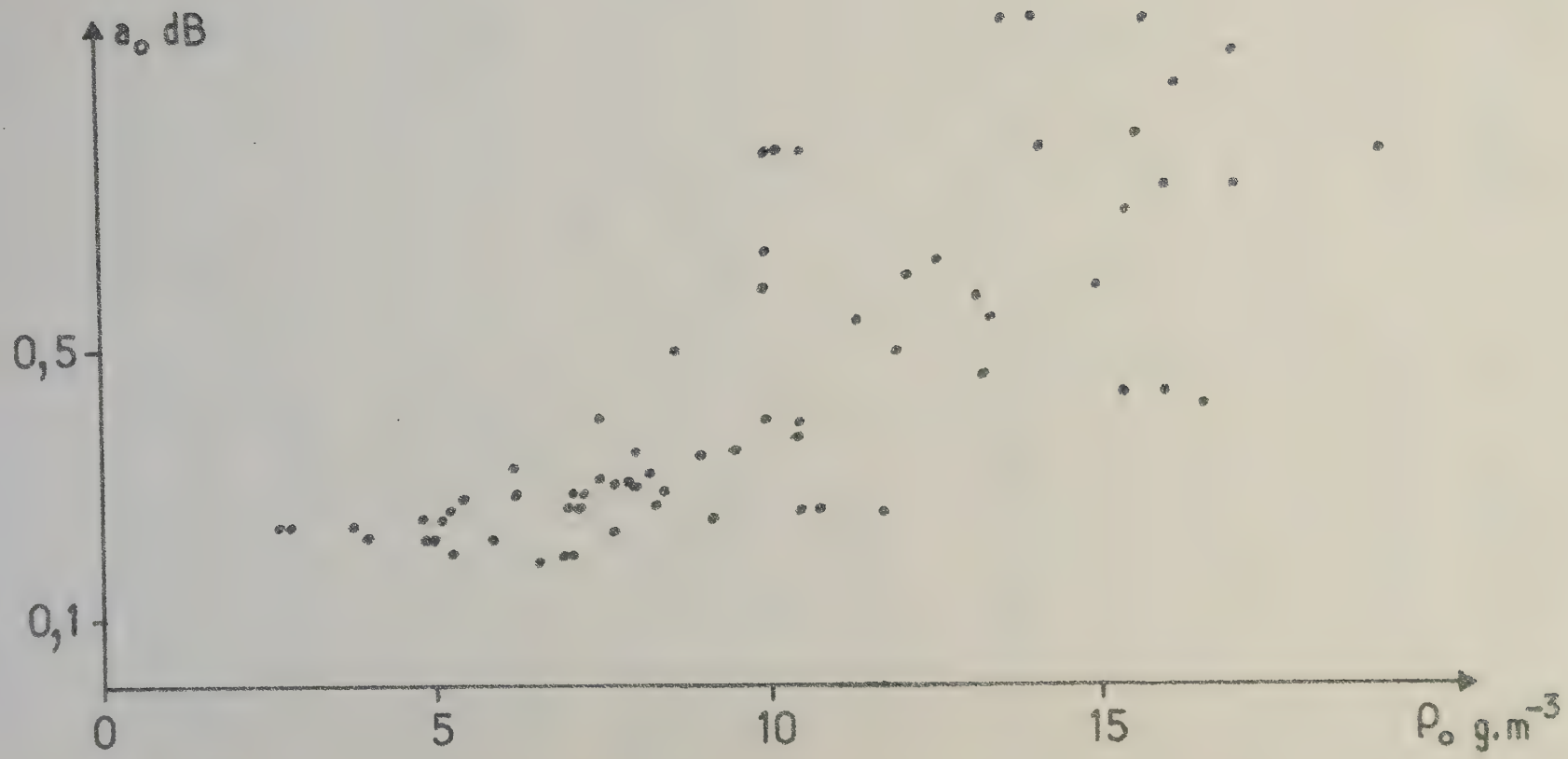



Fig. 36

Nous avons trié les valeurs expérimentales de $a_o$ en fonction du critère d'humidité relative (mesurée au sol) afin de déterminer les conditions où l'absorption ne serait pratiquement due qu'à la vapeur d'eau et à l'oxygène.

Les considérations suivantes permettent de distinguer deux cas :

$H_o$ inférieur à 0,6

$H_o$ supérieur à 0,6

A ) $H_o$ est inférieur à 0,6

Comme le montre la figure 37, les points expérimentaux sont beaucoup moins dispersés que dans le cas général et sont sensiblement alignés sur une droite dont l'équation est :

$$a_o = 0{,}18 + 0{,}016\rho_o$$

$\rho_o$, $gm^{-3}$

$a_o$, dB

Lorsque $\rho_o = 0$, (ce qui n'existe pas en réalité) l'atmosphère est dite sèche et l'atténuation zénithale n'est due qu'à l'absorption par l'oxygène. Ainsi graphiquement, nous pouvons évaluer l'absorption atmosphérique due à l'oxygène, 0,18 dB. Cette valeur est en parfait accord avec le résultat des calculs théoriques (Chapitre III - 1 - B).

$a_{o2} = 0{,}18 - 1{,}1.10^{-3}(To-270)$, si nous faisons la remarque suivante : $\rho_o$ et $T_o$ sont liés (chapitre III 1 - A) et c'est pendant les journées froides d'hiver que l'humidité absolue a été la plus faible. Les températures étant de l'ordre de 270°K, l'absorption de l'oxygène doit être théoriquement de 0,18 dB, ce que nous vérifions.

Aux journées chaudes, humidité absolue élevée : L'absorption due à l'oxygène diminue en fonction de la température (0,03 dB entre 270°K et 300°K), alors que la contribution de la vapeur d'eau augmente. Ainsi la variation de l'atténuation zénithale totale en fonction de $\rho_o$ est pondérée par l'oxygène et est inférieure à celle de $a_{ov}$ (atténuation zénithale due à la vapeur d'eau) en fonction de $\rho_o$.

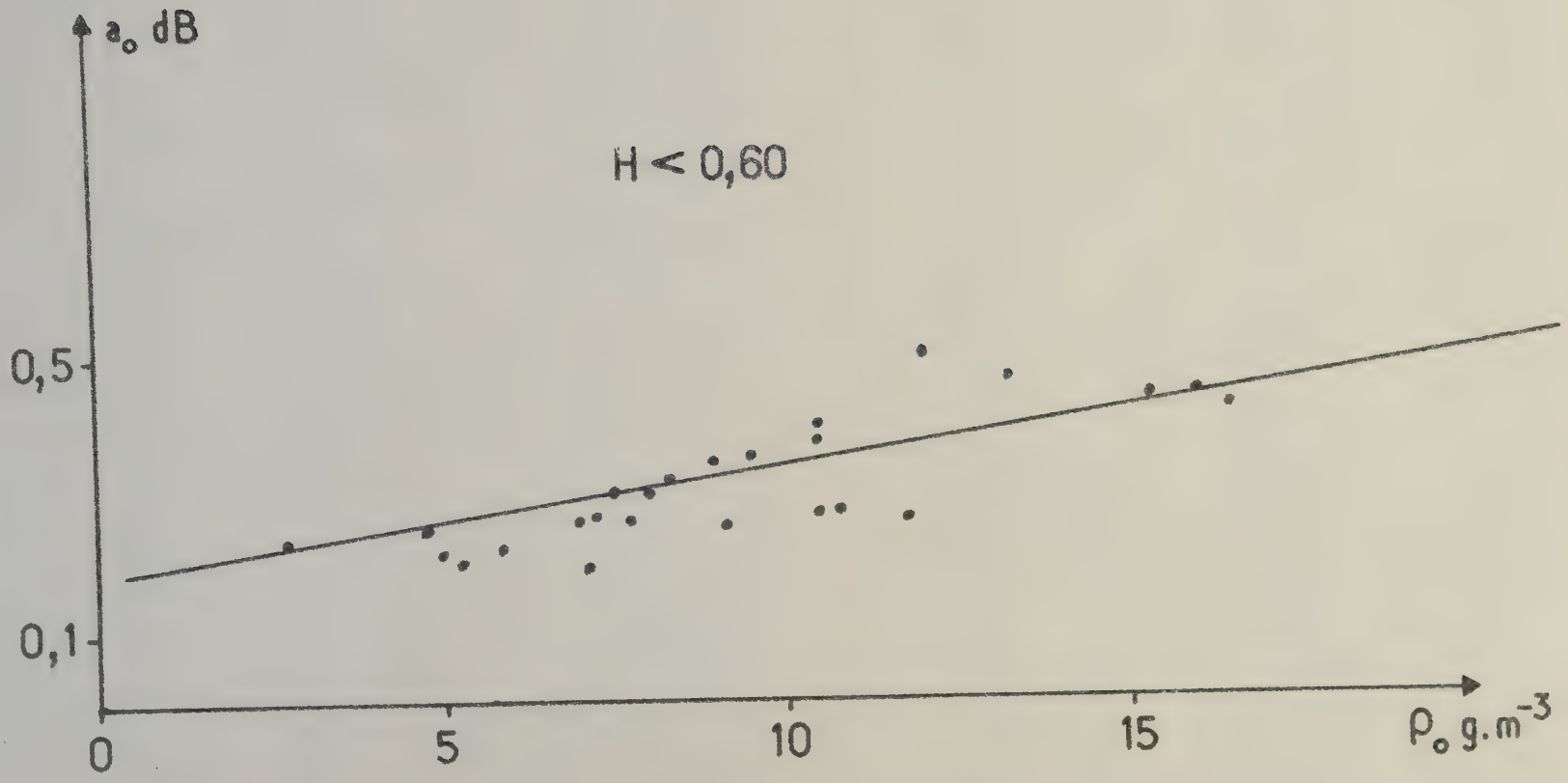



Fig. 37

Le fait que nos résultats expérimentaux concordent avec les résultats théoriques, confirme l'hypothèse d'une atténuation due essentiellement à l'oxygène et à la vapeur d'eau pour des humidités relatives inférieures à 0,6.

Une deuxième confirmation nous est apportée par K.N. WULFSBERG qui a fait des mesures similaires au "Prospect Hill Radio Observatory" de Waltham dans le Massachusetts. Ses points expérimentaux sont de part et d'autre d'une droite d'équation :

$$a_o = 0,16 + 0,015\rho_o$$

$\rho_o$, g.m$^3$

$a_o$, dB

La concordance entre nos deux résultats est très satisfaisante, étant donné la dispersion des valeurs expérimentales et la différence des sites.

B) $H_o$ est supérieur à 0,6

Les points expérimentaux (fig.38) sont évidemment beaucoup plus dispersés que dans le cas précédent mais nous remarquons une croissance de l'absorption en fonction de l'humidité absolue, et nous constatons que pour les faibles valeurs de $\rho_o$, inférieures à 8 g.m$^{-3}$ environ, les absorptions mesurées sont du même ordre de grandeur que pour $H_o$ inférieur à 0,6. Il est difficile de faire une comparaison avec les résultats de mesures identiques faites en d'autres lieux car elles sont rares. Nous avons déjà cité celles de K.N. WULFSBERG, elles ne présentent aucune anomalie, mais ces observations ont été faites plus loin de la mer. R.W. LEE et A.T. WATERMAN ont fait des expériences identiques; les atténuations zénithales qu'ils ont mesurées par ciel clair, sont de l'ordre de 0,2 à 0,4 dB, mais ils font remarquer, sans commentaire, que par deux fois ils ont des valeurs supérieures, 0,65 et 0,90 dB.

De telles valeurs n'étant pas pour nous des cas d'exception, nous avons essayé d'en définir les causes. Après une étude des mesures qui avaient été faites sur la transparence de l'atmosphère à d'autres longueurs d'ondes, nous avons trouvé une certaine similitude entre nos résultats et ceux de H.L. WRIGHT qui observa que la transparence atmosphérique, pour le visible, est sensiblement

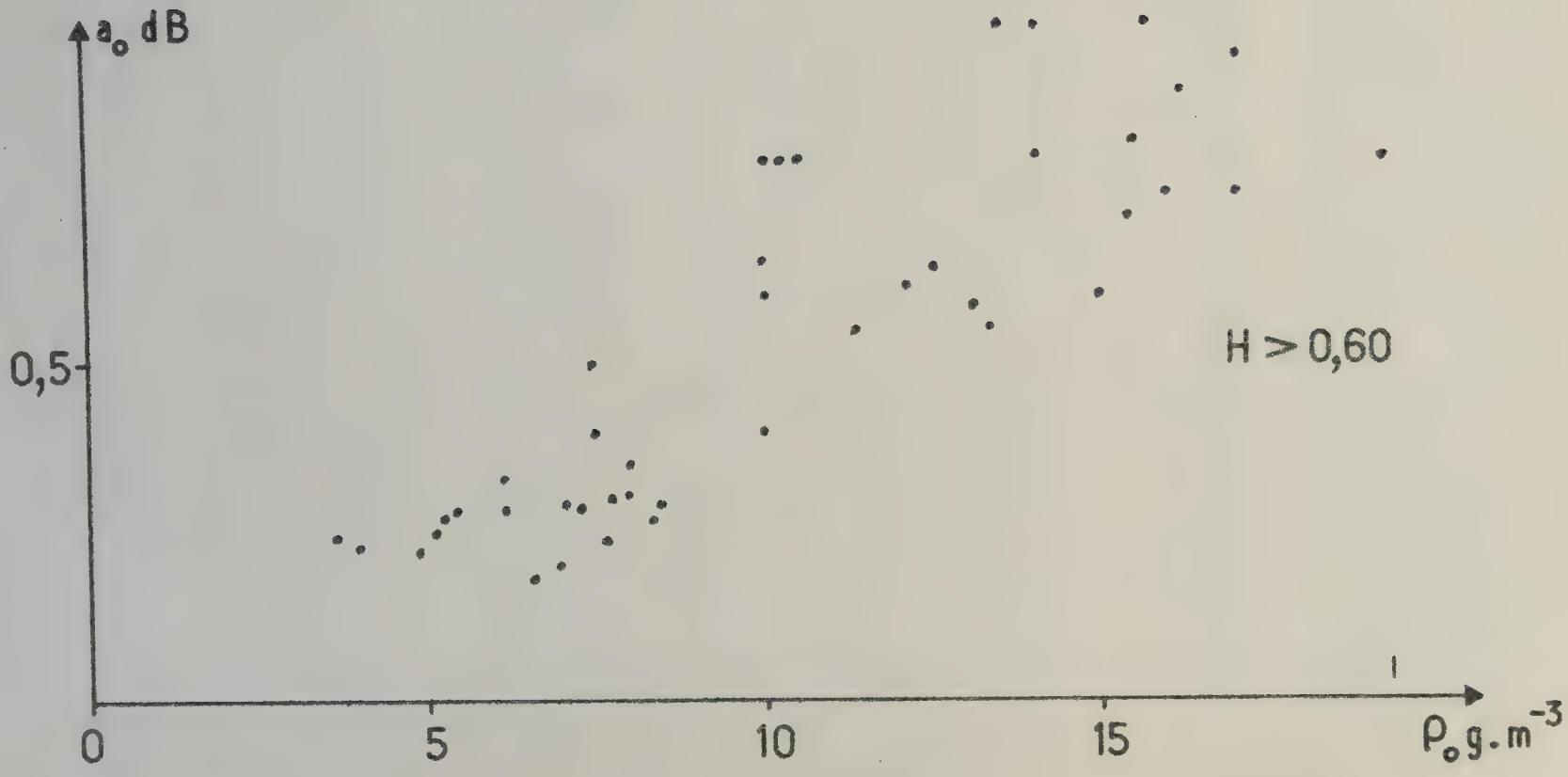



Fig. 38

indépendante de l'humidité relative quand cette dernière est inférieure à 78% puis diminue quand l'humidité croît à partir de cette valeur (fig.39). Il en conclut que des noyaux de condensation, en suspension dans l'air, sont formés de NaCl pur dont l'humidité relative critique est précisément 0,78. Pour des valeurs supérieures de H, le diamètre de ces noyaux augmente fortement pour cause de condensation, et cela provoque une diffusion de la lumière. H. DESSENS arriva par la suite à la même conclusion, car il avait mesuré la variation du diamètre des gouttelettes de solution et constaté une rapide croissance du diamètre en fonction de H, pour $H > 0,75$.

L'atténuation atmosphérique pourrait donc être liée à la présence d'oxygène, de vapeur d'eau, et à l'humidité relative dont dépendrait la quantité d'eau condensée.

$$a_o = a_{o_2} + a_{ov} + F(H_o)$$

Afin de mettre en évidence l'influence de l'humidité relative, nous avons calculé et représenté graphiquement les variations de $a_o - a_{o_2}$ en fonction de $H_o$ ceci pour les journées où $\rho_o$ est supérieur à 8 $g.m^{-3}$ et quel que soit $H_o$. Nous avons éliminé la contribution de l'oxygène en calculant la valeur théorique de celle-ci, en fonction de la température $T_o$. Comme il peut exister une proportionnalité entre l'eau condensée et l'eau condensable nous n'avons pas voulu séparer arbitrairement les contributions respectives des phases liquide et vapeur, mais nous avons normalisé en fonction de l'humidité absolue. Le graphique de la figure 40 ne laisse aucun doute sur l'importance de l'humidité relative dans les variations de l'atténuation zénithale. Pour des humidités relatives inférieures à environ 0,6, les valeurs de $(a_o - a_{o_2})/\rho_o$ sont comprises entre 0,01 et 0,025 $dB.g^{-1}.m^3$ (présentée d'une manière différente, c'est la même dispersion des valeurs expérimentales que sur la figure 37; leur moyenne est 0,016 $dB.g^{-1}.m^3$)

Comme dans le visible, nous constatons une augmentation de l'atténuation en fonction de l'humidité relative, mais la valeur critique (0,6) est inférieure à l'humidité relative critique du NaCl (0,75). Il faut aussi remarquer que WRIGHT ne fait aucune différence entre les jours où l'humidité absolue est faible ou forte, alors que nous ne considérons que les cas où $\rho_o$ est supérieur à 8 $g.m^{-3}$.

Malgré ces différences, nous avons pensé que nous étions en présence du même phénomène ayant pour origine les noyaux de condensation.

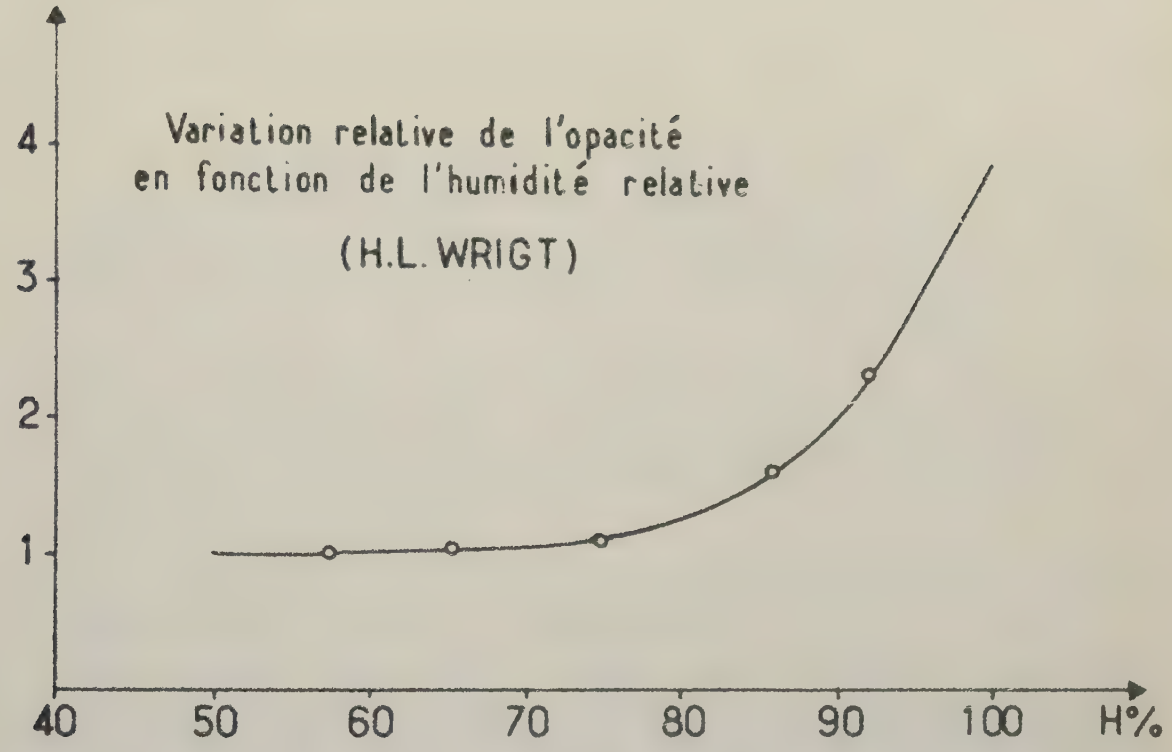

Variation relative de l'opacité
en fonction de l'humidité relative
(H.L. WRIGT)
4
3
2
1
40
50
60
70
80
90
100
H%

Fig. 39

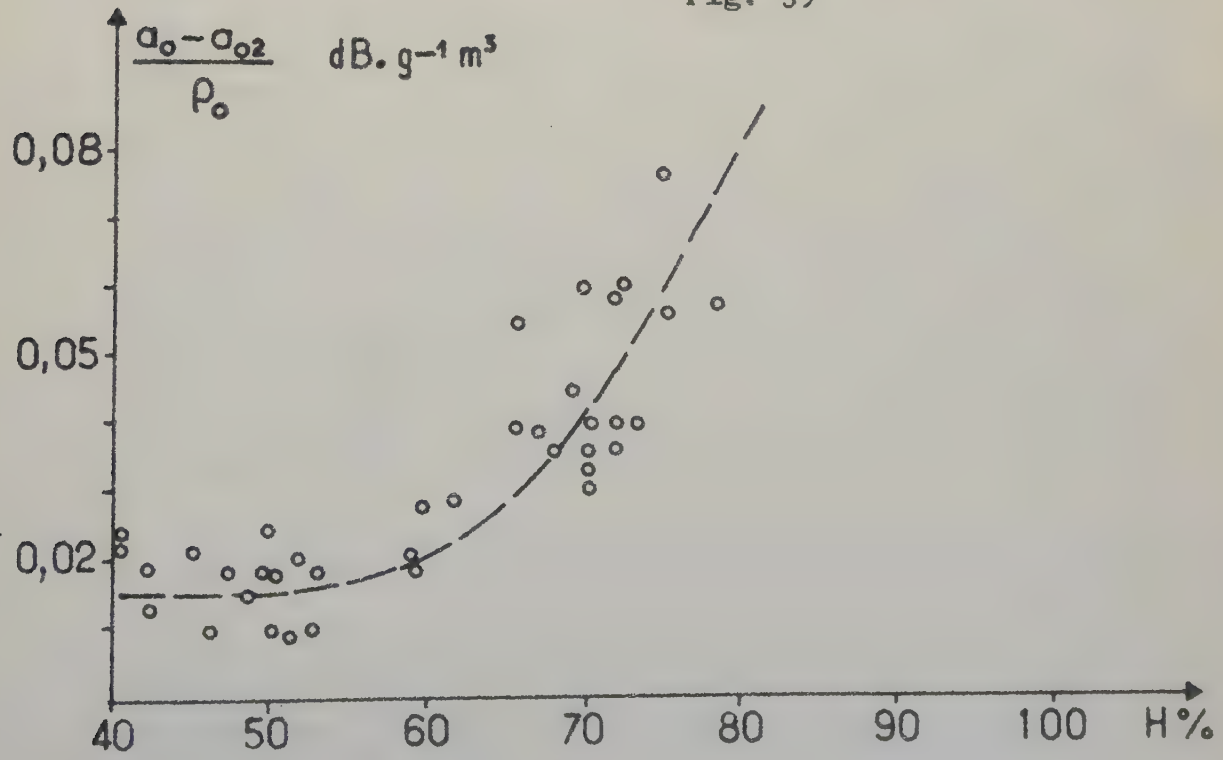

$\frac{\alpha_o - \alpha_{o2}}{\rho_o}$ dB. g$^{-1}$ m$^3$
0,08
0,05
0,02
40
50
60
70
80
90
100
H%

Fig. 40

Il nous est nécessaire de donner quelques précisions sur ceux-ci.

a) Noyaux de condensation

On trouvera dans la thèse de P. CARRIER une importante bibliographie concernant la nature et le nombre des noyaux de condensation. Des études faites, il apparaît que les origines des noyaux de condensation sont très diverses mais qu'il faut dissocier deux ensembles :

1 - Dans l'air non pollué, océan et campagne, les noyaux de condensation sont essentiellement composés de solutions de sels marins : NaCl et $MgCl_2$, dont les pourcentages respectifs sont très variables. Ces particules sont hygroscopiques.

2 - Dans l'atmosphère polluée des centres urbains, des particules plus ou moins hygrocoscopiques ont pour origine les résidus de combustion.

Leur dénombrement donne des résultats très variables car c'est une expérience délicate et d'autre part le rayon des aérosols est faible. Il semble que le nombre des noyaux continue à croître quand le diamètre diminue. Les particules de quelques dizaines de microns sont rares. Les propriétés condensantes de ces particules ont été étudiées et spécialement celles de NaCl pur. P. CARRIER a calculé les valeurs théoriques du rapport de grossissement de gouttes de solutions salines en appliquant l'équation d'équilibre d'une goutte d'eau pure (Lord KELVIN) en fonction de la pression partielle de la vapeur d'eau environnante. La présence de sels dissous entraîne une diminution de la pression de vapeur p; ceci peut être calculé par application de la loi de Raoult en supposant que la solution saline est suffisamment étendue. Le mécanisme de grossissement d'un noyau de condensation (salin) peut donc se résumer ainsi : Le noyau cristallin est stable tant que l'humidité relative de l'air dans lequel il est placé reste inférieur à Hc.

Pour $H = H_c$, le noyau salin fixe la vapeur d'eau et donne une goutte de solution saturée.

Pour $H > H_c$, lorsque H croît à partir de $H_c$, la goutte (formée sur un noyau salin donné) grossit en fixant la vapeur d'eau (puisque, au fur et à mesure que H augmente, la pression de vapeur de la goutte doit augmenter et par suite sa concentration diminuer). A la limite H = 100%, la concentration en sel devrait être

nulle, donc la goutte devrait avoir alors un rayon infini. En fait il y a un diamètre d'équilibre, lorsque la diminution de pression de vapeur due à la présence du sel est compensée par l'augmentation de pression de vapeur due à la courbure (effet Kelvin).

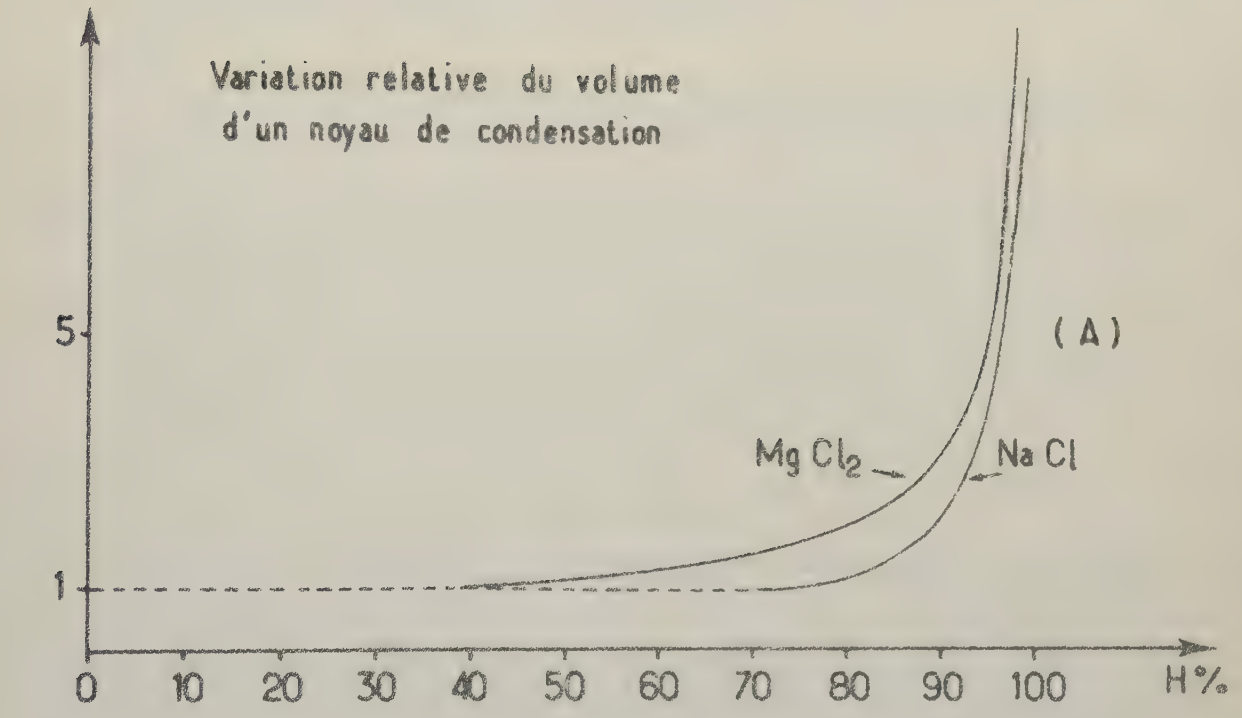
Comme nous pouvons le voir sur la figure 41 (A), la variation du volume est très importante pour des humidités relatives supérieures à 0,8. Il en est de même pour une gouttelette de solutions de $MgCl_2$ qui a pourtant une humidité relative critique plus faible. (Les volumes unités sont les volumes aux humidités relatives critiques de chacun des sels). Des mesures faites par ORR, HURD, HENDRIX et JUNG donnent des résultats en concordance avec les calculs de CARRIER.

Si une goutte ainsi obtenue est portée à des humidités relatives décroissantes, on observe une sursaturation car elle ne cristallise pas à $H = H_c$. Elle reste liquide et la sursaturation persiste jusqu'à une humidité relative $H_r$ à laquelle la cristallisation se produit. La différence $H_c - H_r = \Delta H$ caractérise le degré de sursaturation. Elle dépend des gouttes considérées, $\Delta H$ étant d'autant plus faible que les gouttes sont plus grosses. Pour NaCl, par exemple, $\Delta H$ est compris entre 10% et 3,3% environ.

Le rôle des noyaux de condensation dans la variation de la transparence atmosphérique est donc complexe. Il faut remarquer tout d'abord que l'humidité relative critique n'intervient pas directement dans le phénomène, comme le supposait WRIGHT. La valeur 0,78 est simplement une coïncidence due à ce que pour $H < 80\%$, les variations relatives du volume d'une goutte formée sur un noyau salin quelconque, sont très faibles. D'autre part les noyaux atmosphériques sont généralement des résidus d'embruns marins et on ne peut pas parler d'une humidité relative critique bien définie (elle est comprise entre 33% et 78% environ aux températures usuelles).

Compte-tenu des différents diamètres de gouttes, l'atténuation de la lumière peut être due soit à une diffusion du type Rayleigh pour les noyaux de très petite dimension (1000 A° au plus), soit à une diffraction sélective par les noyaux dont les dimensions sont comparables à la longueur d'onde (quelques dizièmes de microns)*. A ces processus s'ajoute l'absorption sélective par les constituants de l'air. Malgré la complexité du phénomène J. PILAT et CHARLSON ont confirmé les résultats de WRIGHT en faisant d'une part les calculs théoriques en appliquant l'équation de diffusion Rayleigh en supposant que les particules ont des diamètres inférieurs

* soit une diffraction non sélective par les gros noyaux (quelques microns).


Variation relative du volume
d'un noyau de condensation
5
1
(A)
Mg Cl2
Na Cl
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
H%

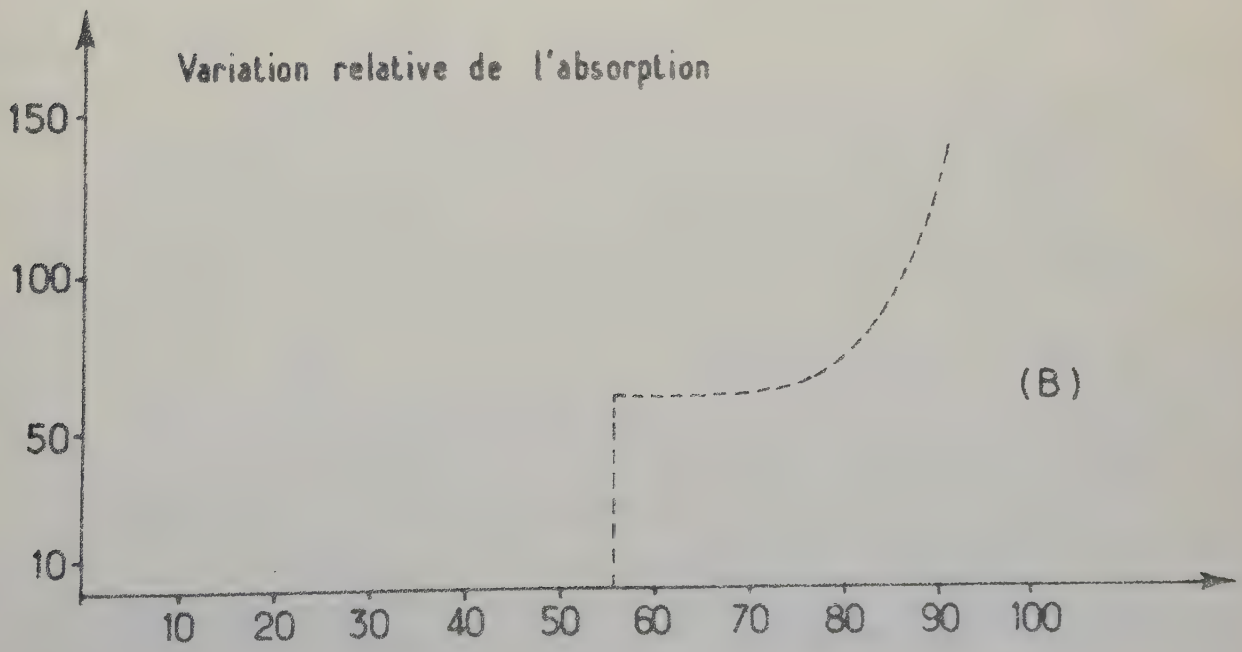

Variation relative de l'absorption
150
100
50
10
(B)
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100

Fig. 41

à 0,01 μ et d'autre part en faisant des mesures de visibilité en laboratoire à différentes valeurs de H.

La variation du volume des gouttes est donc à l'origine de la variation de la transparence atmosphérique, mais dans le domaine millimétrique, le phénomène nous semble quelque peu différent.

b) Variation à 35 GHz de l'atténuation atmosphérique en fonction de l'humidité relative

Nous avons vu au chapitre II -1, que l'atténuation d'un rayonnement électromagnétique par des gouttes d'eau dont le diamètre est très inférieur à la longueur d'onde, est essentiellement due à un phénomène d'absorption et que la diffusion peut être considérée comme négligeable. L'atténuation est liée à la partie imaginaire $\varepsilon''$ de la constante diélectrique et si nous exprimons l'atténuation en dB, elle est égale à :

$$\gamma = C \frac{M}{\lambda} \text{ , dB. km}^{-1}$$

M = masse d'eau condensée par unité de volume, $g.m^{-3}$

$\lambda$ = longueur d'onde, cm

$$\text{avec : } C = \frac{6\varepsilon''}{(\varepsilon'+2)^2 + \varepsilon''^2}$$

La variation d'absorption dépend donc de M et de $\varepsilon''$ .

Les variations de volume des noyaux de $MgCl_2$ ne peuvent expliquer l'augmentation de l'atténuation atmosphérique à 35 GHz pour des humidités de l'ordre de 0,6. D'autre part $\varepsilon''$ diminue avec la concentration. A. BRETENOUX a mesuré à 35 GHz les constantes diélectriques de l'eau et d'une solution saturée de sel et a trouvé les valeurs suivantes à 18°C :

| | | | |
|---|---|---|---|
| eau | : | $\varepsilon' = 16,5$ | $\varepsilon'' = 31$ |
| solution saturée | : | $\varepsilon' = 17$ | $\varepsilon'' = 34,5$ |

L'influence de la variation du volume est compensée par la variation de la constante diélectrique.

Il faut donc considérer le cas des gouttes de NaCl qui restent à l'état de sursaturation lorsque H devient inférieur à $H_c$. La sursaturation est caractérisée

par $\Delta H = H_s - H_r$. Les résultats de statistiques faites par M. BARNAUD et C. LAFARGUE (a) pour des gouttes de NaCl de 5 µ à 30 µ de rayon donnent respectivement 0,23 et 0,25 comme valeurs les plus fréquentes de $\Delta H$. La dessication de ces gouttes se produit donc à des valeurs $H_r$ de l'ordre de 0,55 et donc du même ordre de grandeur que la valeur critique que nous avons mise en évidence par nos mesures. La variation du volume entre goutte sursaturée et cristal n'est que dans un rapport de 3, mais son influence sur l'atténuation du rayonnement électromagnétique est "amplifiée" par la variation de la constante diélectrique lors du changement d'état. A. BRETENOUX trouve pour le chlorure de potassium cristallisé (à 35 GHz) : $\varepsilon' = 5,7$ $\varepsilon'' < 0,06$

L'absorption diminue donc fortement lorsque la goutte se cristallise. Il est difficile de faire un calcul de cette variation car les formes cristallines sont différentes. La présence de $MgCl_2$ conduit par dessication des solutions, à des cristaux cubiques et la cristallisation d'une goutte de solution de NaCl pur donne des formes troncaturées. Il est donc difficile de définir les conditions aux limites que nécessite l'application des équations de propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu. Pour donner un ordre de grandeur nous avons fait le calcul de l'absorption dans le cas d'un volume sphérique. Ainsi nous avons représenté sur le graphique (B) de la figure 41, les variations relatives supposées de l'absorption par un noyau de condensation de NaCl et nous constatons une nette discontinuité aux environs d'une humidité relative de l'ordre de 0,6, l'absorption variant alors dans un rapport de l'ordre de 60. La courbe de variation de l'absorption de la figure 40 est plus diffuse car d'une part l'humidité relative est moins définie et d'autre part la cristallisation se fait à des humidités relatives différentes en raison de la forte hétérogéneité des gouttes dans l'atmosphère.

Cet exemple n'est qu'une hypothèse et pour la vérifier il serait nécessaire de faire des analyses d'aérosols, ce qui n'était pas notre but. Nous avons cependant évalué le nombre de noyaux de condensation de la manière suivante : L'atténuation dont ils sont cause est de l'ordre de 0,2 à 0,6 dB. La répartition des noyaux en fonction de l'altitude est mal connue et les mesures faites ont donné des résultats contradictoires. Si nous faisons l'hypothèse d'une répartition homogène dans les 2000 premiers mètres, la quantité d'eau condensée varierait entre 0,05 et 0,15 grammes par $m^3$. Si les noyaux ont un rayon de l'ordre de 20 µ, leur concentration serait de l'ordre de 20 à 60 par $cm^3$.

Une telle concentration de gros noyaux pourrait sembler excessive loin des océans, car ils sont créés par l'éclatement de vagues (L. FACY) et leur inertie limite leur possibilité de rester longtemps en suspension dans l'atmosphère, mais Bordeaux est suffisamment proche de la mer (40 km) pour que leur présence ne soit anormale.

Le fait que ces phénomènes d'absorption n'aient pas été constatés pour de faibles valeurs de $\rho_o$ et même à des humidités relatives élevées s'explique par la relation entre l'eau condensable et l'eau condensée. Il doit certainement exister encore lorsque l'humidité absolue est faible, des gouttes de gros diamètre mais leur nombre réduit ne provoque qu'une absorption faible et qui est de l'ordre de l'erreur de mesure de l'atténuation. Aussi le rapport $(a_o - a_{o2})/\rho_o$ n'a t-il plus de sens dans ces conditions.

Comme les faibles humidités absolues correspondent à des journées froides d'hiver (T de l'ordre de 280°K), nous avions pensé initialement que les gouttes pouvaient geler en altitude, l'absorption serait alors négligeable, la bande d'absorption Debye de la glace étant dans le domaine des ondes métriques. Mais C.LAFARGUE (b) a mis en évidence que les gouttes dont le diamètre est de quelques dizaines de microns, restent en surfusion jusqu'à des températures de l'ordre de -40°C

Il y a peut-être aussi (et cela paraît plus probable) une origine différente des masses d'air. Les masses d'air océaniques sont moins froides que les masses d'air continentales contenant très peu de gros noyaux d'origine maritime.

Le phénomène que nous venons de mettre en évidence dans le domaine hertzien, serait par conséquent lié à la présence de noyaux de condensation hygroscopiques dans l'atmosphère, dont les dimensions seraient relativement grandes (quelques dizaines de microns) et leur concentration faible. La particularité du phénomène résiderait dans le fait que ce ne serait pas la variation du volume des noyaux en fonction de H qui serait prépondérante, mais la variation de la constante diélectrique complexe résultant de la rupture de sursaturation.

## CHAPITRE III - 3

# RETARD DE PHASE DANS LA PROPAGATION ATMOSPHERIQUE

Si un rayonnement électromagnétique se propage dans un milieu inhomogène, le front d'onde est déformé. Le pouvoir séparateur d'une antenne de grande dimension sera diminué, car la diffusion du rayonnement provoque un élargissement du diamètre apparent de la source. Le même phénomène se traduira, avec un interféromètre, par une diminution de l'amplitude de la fonction de visibilité pouvant aller jusqu'à un brouillage complet des franges. Les facteurs prépondérants dans cette perturbation sont la variation d'indice et la longueur des inhomogénéités, relativement aux dimensions de l'antenne ou de la base de l'interféromètre (KAY-DANOVSKY et SMIRNOVA).

Avec une seule antenne de petite dimension il ne nous est pas possible d'étudier la cohérence d'un front d'onde. Cependant nous avons voulu établir des ordres de grandeur du retard de phase dans la propagation atmosphérique, de ses variations journalières et même dans certains cas pendant un laps de temps de quelques minutes.

Le retard de phase d'une onde électromagnétique le long d'un parcours est :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_o} \int_r n(r)dr \qquad (1)$$

$\Delta\Phi$ , radian

$\lambda_o$ = longueur d'onde dans le vide

$n(r)$ = indice de réfraction

La valeur de n (r) dépend des divers composants de l'atmosphère, aussi nous dissocions dans notre étude les cas où l'atmosphère contient, ou ne contient pas, de l'eau condensée en quantité non négligeable

A) La quantité d'eau condensée est négligeable

L'indice de réfraction d'un gaz obéit,d'après la théorie de Debye à une relation de la forme :

$$n-1 \simeq q\left(A+\frac{B}{T}\right) \qquad (2)$$

où q est la densité du gaz

T = température absolue.

A correspond à la polarisation induite des molécules gazeuses et B au moment dipolaire permanent des molécules. L'indice de réfraction d'un mélange gazeux est supposé obéir aux lois d'additivité; ainsi la valeur de (n-1) est égale à la somme des contributions de chacun des gaz, proportionnellement à leur masse par unité de volume. L'air est donc considéré comme le mélange de gaz secs et de vapeur d'eau. Aucun gaz composant l'air sec, oxygène et azote, ne possède de moment dipolaire permanent et seule la vapeur d'eau contribue au terme B. A dépend de l'air sec et de la vapeur d'eau. La masse par unité de volume étant proportionnelle au rapport de la pression à la température, l'équation (2) pourra s'écrire :

$$n-1 \simeq \frac{A_1 P}{T} + \frac{A_2}{T} p + \frac{B}{T^2} p \qquad (3)$$

P = pression partielle de l'air sec

p = pression partielle de la vapeur d'eau

$A_1$ = facteur correspondant à la polarisatinn induite des molécules d'oxygène et d'azote

$A_2$ = facteur correspondant à la polarisation induite des molécules de vapeur d'eau

Le terme $(A_2/T)$ est négligeable par rapport à $(B/T^2)$ (BIRNBAUM et CHATTERJEE) et l'expression de (n-1) se réduit à deux termes qui ont été déterminés expérimentalement ou théoriquement. Les différents résultats sont concordants (SAITO S, ESSEN L. et FROOME, ZEVAHKIN et NAUMOV

$$N = (n-1)\,10^6 = \frac{77,6}{T} P + \frac{37,3.10^4}{T^2} p \qquad (4)$$

P = pression partielle de l'air sec
≠ pression atmosphérique, mbar

p = pression partielle de la vapeur d'eau, mbar

T = température, °K

Cette formule est valable pour des fréquences voisines de 30 GHz. La dispersion due à la résonnance de la vapeur d'eau (à $\lambda$ = 1,35 cm) peut être considérée comme négligeable à 35 GHz (Van VLECK.c.). L'expression (4) s'écrit :

$$N = N_d + N_v \text{ où } N_d = \frac{77,6\ P}{T} \qquad (5)$$

contribution de l'air sec

$$N_v = \frac{37,3\ 10^4}{T^2} p \text{ , contribution de la vapeur d'eau}$$

$$= 1,723.10^3 \frac{\rho}{T} \qquad \rho = \text{humidité absolue, g.m}^{-3} \qquad (6)$$

Dans la basse atmosphère les ordres de grandeur sont : $N_d \simeq 250$ et $N_v \simeq 50$

$$n = (N_d + N_v)\ 10^{-6} + 1 = 1,0003$$

La combinaison des équations (1), (5) et (6) permet d'obtenir les expressions du retard de phase, introduit par l'atmosphère, d'une onde se propageant le long d'un rayon r.

$$\Delta\Phi_d = \frac{2\pi.77,6.10^{-6}}{\lambda_o} \int_r \frac{P(r)}{T(r)} dr \qquad (7)$$

dû à l'air sec

$$\Delta\Phi_v = \frac{2\pi.1,723.10^{-3}}{\lambda_o} \int_r \frac{\rho(r)}{T(r)} dr$$

dû à la vapeur d'eau

a) Retard de phase dû à l'air sec

$$\Delta\Phi_d = A \int_r \frac{P(r)}{T(r)} dr \qquad A = \frac{2\pi}{\lambda_o} 77,6.10^{-6} \qquad (7)$$

En faisant l'hypothèse que l'atmosphère est stratifiée, nous écrivons : r = h sec z

h = altitude

z = angle zénithal correspondant à la direction de propagation.

L'équation (7) s'écrit alors :

$$\Delta\Phi_d = A \sec z \int_r \frac{P(h)}{T(h)} dh \qquad (8)$$

La composition de l'air sec étant pratiquement constante nous pouvons prévoir quelle est la valeur $\Delta\Phi_d$ en fonction de la pression atmosphérique mesurée au niveau du sol. La pression et la température varient avec l'altitude. Dans la troposphère : $h<11$ km.

$$P(h) = P_o \left(\frac{T_o - \chi h}{T_o}\right)^{\frac{gM}{R\chi}}$$

$$T(h) = T_o - \chi h$$

Dans la stratosphère : $h>11$ km

$$P(h) = P_{11} \exp\left(-\frac{gM}{RT_{11}}(h-11)\right)$$

$$P_{11} = P_o \left(\frac{T_o - 11\chi}{T_o}\right)^{\frac{gM}{R\chi}}$$

$$T(h) = T_{11} = T_o - 11\chi$$

(conformément au chapitre II - 2, C et D)

$\chi$ = gradient vertical de la température en $°K.km^{-1}$
M = masse moléculaire de l'air, en g
R = constante des gaz parfaits en $g.km^{-2}.°K^{-1}$

L'équation (8) s'écrit donc :

$$\Delta\Phi_d = A \sec z \int_o^{11} \frac{P_o}{T_o - \chi h} \left(\frac{T - \chi h}{T_o}\right)^{\frac{gM}{R\chi}} dh$$

$$+ A \sec z \int_{11}^{\infty} \frac{P_{11}}{T_{11}} \exp\left(-\frac{gM}{RT}(h-11)\right) dh$$

$$\Delta\Phi_d = A \sec z \frac{R P_o}{M g}$$

$P_o$, mbar

$\lambda_o$, km

Ce calcul permet de conclure que le retard de phase apporté par l'atmosphère sèche est indépendant de la température et en première approximation, ne dépend que de la pression. Les variations rapides et aléatoires de la pression atmosphérique sont de faibles amplitudes, 1 mbar, et les variations plus lentes inférieures à 50 mbar. La valeur moyenne du retard de phase dû à une atmosphère sèche est donc de l'ordre de 1750 radians et ses variations inférieures à 10 radians.

Nous avons supposé une décroissance uniforme de la température dans la troposphère, mais nous savons qu'en fait dans les basses couches de l'atmosphère,

le gradient vertical varie énormément dans les 500 premiers mètres en raison du rayonnement du sol et les perturbations vont en diminuant jusqu'à 2000 m, et nous pourrions penser que des variations importantes du retard de phase devraient être enregistrées. Mais il faut remarquer que le retard de phase dû à la propagation dans les basses couches de l'atmosphère (500 m) est de l'ordre de 100 radians seulement dans le cas d'une décroissance régulière de la température de -6°/km

$$(\Delta\Phi_d)_{500m} = 2\pi\lambda_o^{-1}.2,28.10^{-6}(P_o - P_{500})$$

et que d'autre part, un ordre de grandeur acceptable des variations de l'indice dans les premiers kilomètres est obtenu par la relation (du CASTEL, MISME, SPIZZICHINO, VOGE).

$N = 0,3\ \Delta P - \Delta T$, en l'absence de vapeur d'eau

La plus forte décroissance théorique de la température est de l'ordre de 10° par km, ce qui correspond au gradient adiabatique de température (au-dessus d'un sol surchauffé, dans une épaisseur de quelques dizaines de mètres, on peut rencontrer des valeurs supérieures) et des études statistiques (J. ROULLEAU et TROCHON) montrent que pratiquement les valeurs extrêmes des variations sont 0,2°K et 12°K par km. Cela correspond à des écarts relatifs en température de 1% par rapport au modèle d'atmosphère $\chi = -6°/km$. et par conséquent à une variation relative de $\Delta N$ de même valeur. Nous pouvons estimer que la variation du retard de phase ne devrait pas excéder 1 à 2 radians en propagation zénithale.

b) Retard de phase dû à la vapeur d'eau

Le retard de phase est proportionnel à l'humidité absolue :

$$\Delta\Phi_v = C\int_r \frac{\rho(r)}{T(r)}dr$$

$$C = 2\pi\lambda_o^{-1}.1,723.10^{-3} \qquad \begin{matrix} T, °K \\ \lambda_o, km \\ \rho, g.m^{-3} \end{matrix}$$

Dans l'hypothèse de l'atmosphère stratifiée, nous écrivons :

$$\Delta\Phi_v = C \sec z \int_o^\infty \frac{\rho(h)}{T(h)}dh \qquad (10)$$

C'est à l'aide des mesures du coefficient d'atténuation atmosphérique que nous avons calculé les variations de $\Delta\Phi_v$ . Il n'y a pas de répartition standard précise, de la vapeur d'eau en fonction de l'altitude. Mais nous savons que le coefficient d'absorption zénithal est proportionnel à $\rho(h)$. (Chap.II-1 A).

$$a_{ov} = \int_o^\infty W(P, T) \cdot \rho(h)\, dh \qquad (11)$$

$W(P, T)$ = coefficient d'absorption $dB.g.^{-1}.m^{+3}.km^{-1}$

$W(P, T) = W(h)$, P et T étant des fonctions de h

$\rho(h)$, $g.m^{-3}$

L'expression (11) peut s'écrire :

$$a_{ov} = \int_o^\infty W(h) \cdot T(h) \cdot \frac{\rho(h)}{T(h)} d(h) \qquad (12)$$

Nous considérons que nous avons le produit de deux fonctions $[W(h).\ T(h)]$ d'une part et $\frac{\rho(h)}{T(h)}$ d'autre part.

Nous avons vu que $\rho(h)$ était proche d'une fonction exponentielle (Chap.II - 2) et que T (h) variait peu avec l'altitude aussi avons nous fait l'hypothèse que $\rho(h)/T(h)$ obéit à la relation :

$$\frac{\rho(h)}{T(h)} = \frac{\rho_o}{T_o} \exp\left(-\frac{h}{k}\right)$$

k est une constante journalière, en km, que nous voulons déduire de la mesure de $a_{ov}$.

Si nous connaissons k, il nous est alors possible de calculer $\Delta\Phi_v$ , la relation (10) s'écrivant :

$$\Delta\Phi_v = c \sec z \frac{\rho_o}{T_o} \int_o^\infty \exp\left(-\frac{h}{k}\right) dh$$

$$\Delta\Phi_v = c \sec z \frac{\rho_o}{T_o} k \qquad (13)$$

Le calcul de k est possible, si $W(h).\ T(h)$ est une fonction simple de h. Nous avons utilisé les données des radiosondages pour faire la moyenne à chaque altitude principale du produit $W(h).\ T(h)$. La représentation graphique de la figure 42 nous montre que $W(h).\ T(h)$ peut également être assimilé à une fonction exponentielle :

$$W(h).T(h) = W_oT_o \exp\left(\frac{-h}{8,15}\right)$$

avec $W_oT_o = (3,0 \pm 0,15)\ dB.{}^oK.g^{-1}.m3.km^{-1}$

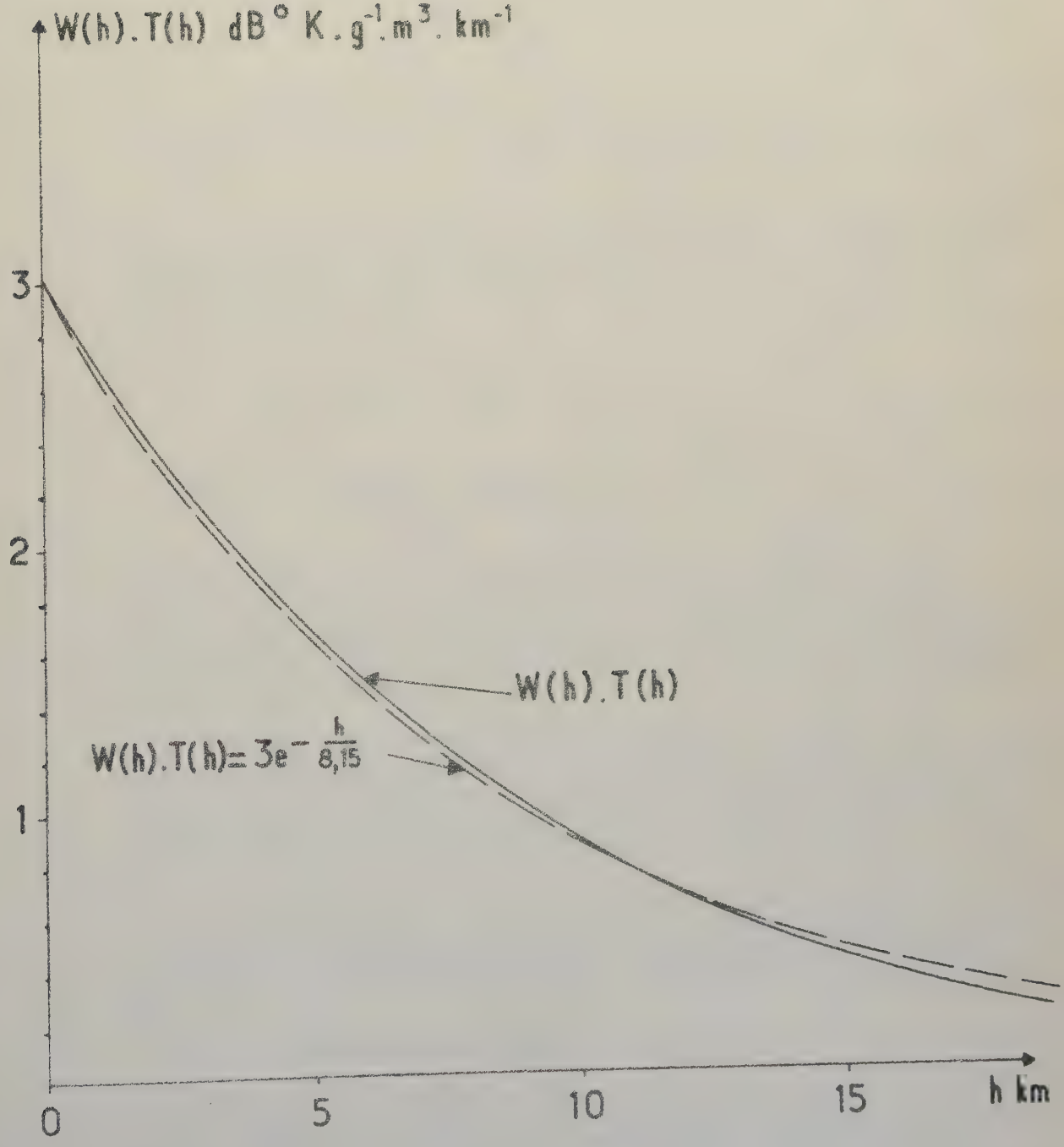



Fig. 42

La moyenne des valeurs de W (h).T (h) est connue avec une précision de l'ordre de 5%.

La formule (12) peut alors s'écrire :

$$a_{ov} = \int_0^\infty W_o \rho_o \exp\left[-h\left(\frac{1}{8,15} + \frac{1}{k}\right)\right] dh = W_o \rho_o \frac{1}{1/8,15 + 1/k}$$

$$\text{et} \quad k = \frac{a_{ov}}{W_o \rho_o - \frac{a_{ov}}{8,15}}$$

$W_o = (0,0105 \pm 0,0005)\ dB.km^{-1}.g^{-1}.m^3$

$W_\theta$ a été calculé en faisant la moyenne des valeurs de W (P,T) au niveau du sol (Chap.III - 1, A).

En introduisant la valeur de k dans la formule(13), nous voyons que le retard de phase dû à la vapeur d'eau peut être connu par la mesure de $a_{ov}$, ainsi que par celle de l'humidité absolue $\rho_o$ et de la température $T_o$, au niveau du sol :

$$\Delta\Phi_v = C \sec z \ \frac{\rho_o}{T_o} \ \frac{a_{ov}}{W_o \rho_o - \frac{a_{ov}}{8,15}}$$

$$\Delta\Phi_v = 10^4 \ \frac{\rho_o}{T_o} \ \frac{a_{ov}}{0,085\ \rho_o - a_{ov}} . \sec z \qquad (14)$$

Afin de "tester" numériquement la formule 14, il faut calculer le retard de phase d'une manière différente et comparer les résultats. Nous avons utilisé, non pas un modèle standard d'atmosphère, mais différentes répartitions (50) en altitude de la vapeur d'eau, connues par radiosondage.

D'une part, nous avons calculé l'absorption théorique zénithale $a_{ov}$, dué à la vapeur d'eau (Cf. Chap.III-1), valeur équivalente au résultat obtenu expérimentalement, et par application de la formule 14, nous avons calculé le retard de phase $\Delta\Phi_v$ , (sec z= 1).

D'autre part, nous avons calculé le retard de phase, apporté par la vapeur d'eau, dans la propagation à travers chacune des couches atmosphériques définies par les "altitudes principales" en utilisant la relation 8 :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_o} 1,723.10^{-3} \frac{\rho}{T} \Delta h$$

T et $\rho$ = humidité absolue et température absolue de la couche atmosphérique considérée, supposée homogène.

$\Delta h$ = épaisseur de la couche

et nous avons fait la somme des retards de phase partiels afin de connaître le retard de phase zénithal.

Pour chaque distribution, nous avons fait le rapport entre les résultats de chacune des méthodes de calcul et la moyenne, soit 1,10 ± 0,05.

Résultats expérimentaux

Expérimentalement nous mesurons le coefficient d'atténuation global $a_o$ de l'atmosphère :

$$a_o = a_{ov} + a_{o_2}$$

Nous avons vu au Chapitre III - 1 que le coefficient d'absorption de l'oxygène dépendait essentiellement de la température et qu'une relation simple permettait de calculer $a_{o2}$ connaissant la température au niveau du sol. La dispersion des valeurs de $a_{o2}$ pour une même valeur de $T_o$ était inférieure à 0,01 dB. L'incertitude sur $a_{o2}$ est donc bien inférieure à l'incertitude sur $a_o$ (de l'ordre de 0,05 dB )

$$a_{o_2} = 0,18 - 1,1.10^{-3} \ ( T_o - 270 )$$

($a_{o2}$, dB; $T_o$, °K)

Ainsi pour chaque mesure de $a_o$, nous avons calculé, en fonction de $T_o$, la valeur de $a_{o2}$ correspondante et en avons déduit $a_{ov}$ et $\Delta\Phi_v$, en utilisant la formule 14. Les résultats sont rassemblés dans le tableau général (colonnes 6, 7 et 9) à la suite de ce chapitre, mais nous avons, pour donner une vue d'ensemble, représenté sur la figure 43 l'ensemble des valeurs de $\Delta\Phi_v$ avec les absorptions zénithales $a_o$ correspondantes. Les valeurs de $\Delta\Phi_v$ sont plus importantes l'été que l'hiver, mais les variations du retard sont sensiblement identiques et une saison ne paraît pas plus favorable qu'une autre.

B) La quantité d'eau condensée n'est pas négligeable

Au déphasage apporté par l'oxygène et la vapeur d'eau s'ajoute un retard de phase dû à l'eau condensée sous forme de gouttelettes. Nous avons vu au Chapitre II - 1 que l'absorption de l'énergie radioélectrique par celles-ci était indépendante des dimensions des gouttes, mais proportionnelle à la masse totale d'eau liquide par unité de volume. Nous admettrons donc que

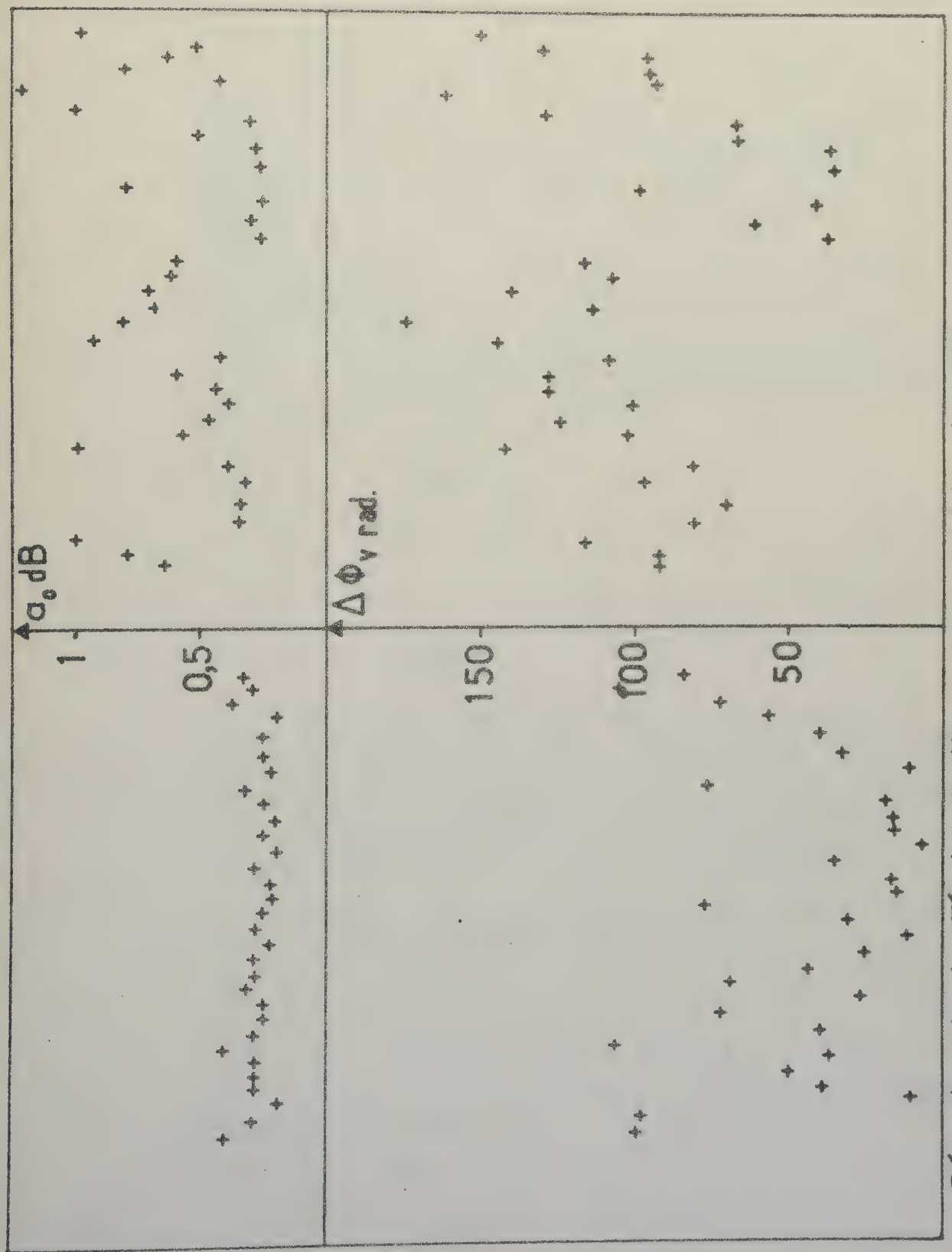

$\sigma_o$ dB
1
0,5
$\Delta\Phi_V$ rad.
150
100
50
Décembre. Janvier. Février. Avril.
Mai. Juin. Juillet.

Fig. 43

le retard de phase est provoqué par une couche d'eau équivalente à l'ensemble des gouttelettes. L'épaisseur de cette couche est déterminée facilement par les mesures d'absorption.

Lorsque l'humidité relative est supérieure à 0,6 et l'humidité absolue supérieure à 8 g.m-3, nous savons que la condensation de la vapeur d'eau n'est pas négligeable et que l'absorption atmosphérique augmente suffisamment pour que l'on puisse dissocier les absorptions dues à l'oxygène et la vapeur d'eau de celle due à l'eau condensée. Nous calculerons la contribution de l'eau liquide en soustrayant de la valeur mesurée $a_o$, les valeurs de $a_{o2}$ et $a_{ov}$ calculées à partir des valeurs de la température et de l'humidité absolue au niveau du sol. Nous avons vu que cette méthode de calcul de $a_{o2}$ et $a_{ov}$ donnait des résultats satisfaisants tels que les écarts avec la réalité étaient bien inférieurs à l'absorption $a_{ol}$ due à l'eau condensée. Nous pouvons ainsi chiffrer $a_{ol}$ (colonne 8, tableau général) et en déduire la masse totale d'eau liquide.

$$M' = \frac{\lambda^2 . 10^3}{0,438} \; a_{ol}$$

M' = masse totale d'eau condensée sur une surface de 1 $m^2$, en g.

La hauteur de la couche d'eau équivalente sera donc :

$$h = \frac{\lambda^2 . 10^{-3}}{0,438} \; a_{ol} \qquad h \text{ en mètre.}$$

Ce calcul suppose que les gouttelettes ont, quelle que soit l'altitude, la même valeur de $\varepsilon''$ . Mais $\varepsilon''$ varie peu avec la température, (moins de 10% entre 20°C et 60°C, A. BRETENNOUX) et bien que les variations de $\varepsilon'$ soient relativement supérieures à celles de $\varepsilon''$ l'incertitude des mesures permet d'admettre qu'en première approximation $\varepsilon'$ et $\varepsilon''$ sont constants.

Aussi le retard de phase apporté par une lame d'eau liquide d'épaisseur h est égal à :

$$\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} nh$$

n = indice de l'eau = $\sqrt{\varepsilon'} \approx 4$

Ainsi à 35 GHz, le retard de phase dû à l'eau condensée sera égal à :

$$\Delta\Phi_1 = 4,9 . a_{ol}$$

$(\Delta\Phi_1, \text{rad} \; ; \; a_{ol}, \text{dB})$

Le retard de phase dû à l'eau condensée, colonne 10 du Tableau général des résultats, n'excède généralement pas 3 radians, soit 180°. Nous n'avons qu'une seule valeur importante, 5 radians. Les variations de phase semblent donc faibles, mais nous pouvons craindre que le mouvement des noyaux de condensation, qui sont en suspension dans l'atmosphère et qui sont entraînés par les turbulences, ne provoque des variations locales du retard de phase et une déformation du front d'onde, et par suite un brouillage des franges d'interférences d'un interféromètre de grande base.

Remarque

Lorsque les conditions nécessaires à la condensation de la vapeur d'eau sont réunies, il ne nous est pas possible de calculer le déphasage dû à la vapeur d'eau puisque nous ne connaissons pas exactement la contribution de la vapeur d'eau dans l'absorption totale du rayonnement électromagnétique. Cependant nous en avons calculé la valeur probable par application de la relation que nous avons établie :

$$a_{ov} = 0{,}018\rho_o$$

Le retard de phase dû à la vapeur d'eau serait alors :

$$\Delta\Phi_v = \frac{10^4 \rho_o}{T_o} \frac{a_{ov}}{0{,}085\rho_o - a_{ov}}$$

soit :

$$\Delta\Phi_v = 2700 \frac{\rho_o}{T_o} \qquad (\Delta\Phi_v, \text{rad}; T_o, °K)$$

C) Variation du retard de phase dans la journée

Ce sont les variations du retard de phase plus que l'importance de celui-ci qui perturbe le fonctionnement d'un interféromètre, aussi nous a t-il paru intéressant d'évaluer les fluctuations, au cours d'une journée.

Si l'atmosphère était stable et ses différentes couches homogènes, les points expérimentaux seraient parfaitement alignés sur la droite de Bouguer. Comme il n'en est rien, nous avons déterminé les écarts $\delta a_z$ entre la variation mesurée de l'atténuation atmosphérique et la variation théorique. C'est une opération graphique.

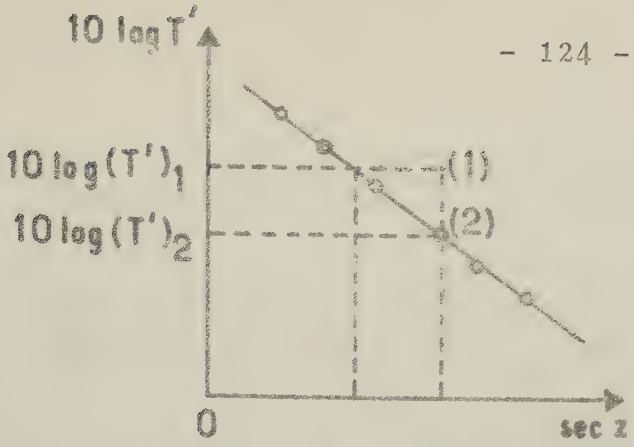



Fig. 44

Considérons, figure 44 les points (1) et (2)
(1) est le point expérimental :

$$10 \log (T')_1 = -(a_z)_1 + 10 \log (F.T_s)$$

(relation 9 du chapitre II - 3)

(2) = point correspondant au cas idéal où il n'y aurait pas de variation atmosphérique :

$$10 \log (T')_2 = - (a_z)_2 + 10 \log (F.T_s)$$

$(a_z)_1$ et $(a_z)_2$ sont les atténuations atmosphériques pour une même valeur de z, correspondant respectivement à la valeur mesurée et à ce qu'elle devrait être s'il n'y avait pas d'inhomogénéités.

$$\delta a_z = (a_z)_1 - (a_z)_2 = 10 \log(T')_1 - 10 \log (T')_2$$

Les points expérimentaux ne sont jamais parfaitement alignés sur une droite, mais nous avons déjà dit que les erreurs de mesures en étaient généralement la cause (Chap. II - 3) et que pour l'ensemble de nos résultats expérimentaux, la valeur quadratique moyenne de $\delta a_z$ était de 0,07 dB, résultat conforme à l'évaluation de nos erreurs de mesure.

Cependant nous avons constaté que des valeurs expérimentales ont des écarts bien supérieurs, aussi avons nous évalué les variations du retard de phase correspondant. Nous n'examinerons pas cas par cas, toutes les valeurs particulières. Nous citons simplement que dans un ensemble de 700 mesures, nous en avons trouvé seulement 30 correspondant à des variations apparentes $\delta a_z$ de l'ordre de 0,3 dB et compte-tenu de la fiabilité du récepteur, un écart supérieur à 0,15 dB ne peut être imputable qu'à l'instabilité atmosphérique. Nous avons montré quelques exemples dans le chapitre III - 3, figures 29 et 30. Les fluctuations de l'atténuation peuvent avoir des origines différentes : pression, températures et surtout eau condensée ou à l'état de vapeur.

Si la variation de l'absorption est due à une modification de l'humidité absolue, à une altitude h

$\delta a_z = W(h) . \delta\rho(h) . \Delta L$ où W (h) est le coefficient d'absorption, $\delta\rho(h)$ la variation de l'humidité absolue à l'altitude h et $\Delta L$ la longueur du parcours du rayonnement dans l'inhomogénéité.

La variation du retard de phase correspondant $\delta(\Delta\Phi_v)$ sera donné par la relation :

$$\delta(\Delta\Phi_v) = C \frac{\delta(\rho(h))}{T(h)} \Delta L$$

Ces deux relations qui sont déduites des formules générales, mettent en évidence l'importance de l'altitude des inhomogénéités.

W (h) est une fonction décroissante de l'altitude, alors que 1/T(h)est une fonction croissante.Ainsi une même masse de vapeur d'eau va provoquer une absorption bien supérieure à basse altitude qu'à haute altitude (où la raie d'absorption est plus étroite). Par contre le retard de phase correspondant augmentera avec h. Ainsi il n'y a pas proportionnalité entre $\delta a_z$ et $\delta(\Delta\Phi_v)$ comme dans le cas général, où nous ne considérons que des répartitions moyennes. Ceci est très important, car les modifications locales de l'atmosphère sont généralement à des altitudes basses (inférieures à 1000 m) où nous avons constaté que les gradients de température étaient très variables. Si nous supposons que T (h) et W (h) sont constants dans toute l'inhomogénéité, et voisins de leurs valeurs maxima :

$$W(h) . T(h) \approx W(o) . T(o) = 3 \text{ dB.g.}^{-1}\text{.m}^{+3}\text{km}^{-1}$$

Nous pouvons évaluer $\delta(\Delta\Phi_v)$

$$\delta(\Delta\Phi_v) \approx C \frac{\delta(a_z)}{W(h).T(h)}$$

Si $\delta(a_z) \approx 0{,}15$ dB

$$\delta(\Delta\Phi_v) \approx 65 \text{ radians}$$

De tels résultats nous permettraient d'être pessimiste sur le fonctionnement futur d'un interféromètre de 60 m de base. Mais il paraît plus probable que ces perturbations sont dues aux gouttelettes d'eau qui sont en mouvement perpétuel. Même si les conditions atmosphériques moyennes ne permettent pas leur formation, il est tout à fait possible que, localement, l'humidité

relative soit suffisante pour provoquer la condensation et la formation de grosses gouttes. Nous avons déjà montré, au chapitre II - 1 que l'eau condensée sous forme de gouttes est 60 fois plus absorbante qu'à l'état de vapeur, ainsi il suffit qu'une faible quantité d'eau se condense pour provoquer une absorption supplémentaire relativement importante, la variation du déphasage restant cependant faible :

$$\delta(\Delta\Phi_1) \approx 4,9\ \delta a_z \approx 0,8 \text{ radian}$$

De telles fluctuations de la phase du front d'onde, 40°, sont cependant préjudiciables au pouvoir séparateur de l'interféromètre. Mais il ne faut pas considérer seulement la variation temporelle. La longueur de cohérence dans un plan horizontal est le facteur le plus important pour un appareil de grande base. On peut essayer d'avoir une idée de la longueur L des inhomogénéités, si on suppose que le déplacement des inhomogénéités est lent et si nous considérons qu'entre deux mesures successives à des angles z différents la perturbation est restée la même.

En admettant que celles-ci se trouvent à une altitude h (fig. 45), on peut calculer L.

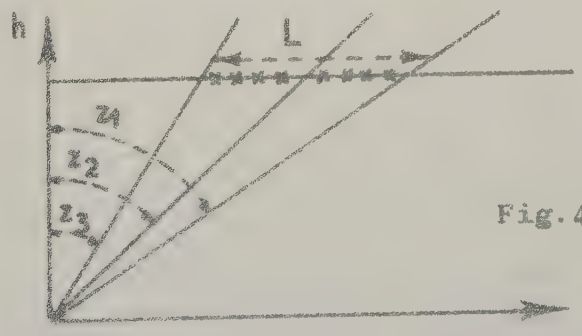



Fig. 45

Nous rappelons que les mesures de l'absorption sont faites par défilement du soleil dans le lobe de l'antenne préalablement pointée dans une direction définie par l'angle zénithal z. Supposons que pour $z_1$ et $z_3$ nous ayons trouvé des résultats en accord avec la loi de Bouguer. Pour $z_2$ nous avons une variation extraordinaire qui correspond à une inhomogénéité. Pour faire ces trois mesures il faut 24 minutes pendant lesquelles nous admettons que l'inhomogénéité est stable dans le temps et dans l'espace.

Comme nous le voyons sur la figure, elle est localisée entre les axes définis par $z_1$ et $z_3$ et nous pouvons écrire :

$$L \leqslant h \, (\sec z_1 - \sec z_2)$$

Si h est inférieur à 1000 m pour les raisons que nous avons déjà indiquées, et que $(\sec z_1 - \sec z_2)$ est de l'ordre de 0,1 (ce fut 18 fois le cas) la longueur de l'inhomogénéité serait inférieure à 100 m. Ce résultat semble en concordance avec l'étude de KAYDANOVSKY et SMIRNOVA qui estiment que les inhomogénéités ont un rayon moyen de corrélation de 60 m.

## Tableau général des résultats

1 - $P_o$ = pression atmosphérique au niveau du sol, mbar

2 - $T_o$ = température absolue au niveau du sol, °K

3 - $H_o$ = humidité relative, %

4 - $\rho_o$ = humidité absolue, $g.m^{-3}$

5 - $a_o$ = atténuation atmosphérique zénithale mesurée, dB

6 - $a_{oz}$ = atténuation zénithale due à l'oxygène, dB

7 - $a_{ov}$ = atténuation zénithale due à la vapeur d'eau, dB

8 - $a_{ol}$ = atténuation zénithale due à l'eau condensée, dB

9 - $\Delta\Phi_v$ = retard de phase dû la vapeur d'eau, radian

10 - $\Delta\Phi_l$ = retard de phase dû à l'eau condensée, radian

| Date | (1) $P_o$ mbar | (2) T ok | (3) $H_o$ % | (4) $\rho$ $g.m^{-3}$ | (5) $a_o$ dB | (6) $a_{oz}$ dB | (7) $a_{ov}$ dB | (8) $a_{ol}$ dB | (9) $\Delta\Phi_v$ rad. | (10 $\Delta\Phi_l$ rad. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 25.1.67 | 1016 | 282 | 75 | 7,5 | 0,40 | 0,19 | 0,18 | | 102 | — |
| 26.1.67 | 1019 | 287 | 60 | 8,4 | 0,28 | 0,19 | 0,19 | — | 97 | — |
| 27.1.67 | 1022 | 286 | 75 | 7,7 | 0,29 | 0,19 | 0,08 | — | 150 | |
| 27.1.67 | 1023 | 286 | 75 | 7,7 | 0,22 | 0,19 | 0,08 | — | 11 | — |
| 30.1.67 | 1009 | 287 | 70 | 7,8 | 0,30 | 0,19 | 0,12 | — | 43 | — |
| 31.1.67 | 1018 | 285 | 60 | 8,4 | 0,28 | 0,17 | 0,18 | — | 49 | — |
| 2.2.67 | 1030 | 278 | 100 | 7,1 | 0,29 | 0,20 | 0,13 | — | 37 | — |
| 3.2.67 | 1032 | 276 | 96 | 10 | 0,40 | 0,19 | 0,16 | — | 110 | — |
| 7.2.67 | 1018 | 275 | 96 | 5,4 | 0,28 | 0,19 | 0,13 | — | 40 | — |
| 10.2.67 | 1019 | 276 | 68 | 3,8 | 0,24 | 0,19 | 0,06 | — | 75 | — |
| 11.2.67 | 1010 | 277 | 65 | 5,1 | 0,25 | 0,19 | 0,13 | | 25 | — |
| 14.2.67 | 1009 | 280 | 55 | 6,2 | 0,34 | 0,19 | 0,14 | | 70 | - |

| Date | (1) $P_o$ mbar | (2) T ok | (3) $H_o$ % | (4) $\rho_o$ $g.m^{-3}$ | (5) $a_o$ dB | (6) $a_{o2}$ dB | (7) $a_{ov}$ dB | (8) $a_{o1}$ dB | (9) $\Delta\Phi_v$ rd. | (10) $\Delta\Phi_1$ rd. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2.6.67 | 1016 | 294 | 65 | 9,9 | 0,65 | 0,17 | 0,25 | 0,22 | 92 | 1,1 |
| 2.6.67 | 1017 | 293 | 70 | 9,9 | 0,80 | 0,17 | 0,25 | 0,37 | 92 | 1,8 |
| 5.6.67 | 1017 | 298 | 70 | 13,5 | 0,95 | 0,17 | 0,35 | 0,60 | 122 | 2,9 |
| 13.6.67 | 1014 | 291 | 50 | 9,6 | 0,35 | 0,17 | 0,20 | - | 80 | -- |
| 14.6.67 | 1015 | 294 | 50 | 9 | 0,35 | 0,17 | 0,18 | - | 70 | - |
| 15.6.67 | 1017 | 295 | 50 | 10,7 | 0,25 | 0,18 | 0,22 | - | 97 | - |
| 16.6.67 | 1015 | 293 | 60 | 10,5 | 0,37 | 0,17 | 0,22 | - | 80 | - |
| 23.6.67 | 1009 | 299 | 65 | 15,7 | 1,00 | 0,17 | 0,32 | 0,60 | 145 | 2,9 |
| 29.6.67 | 1019 | 296 | 60 | 11,3 | 0,55 | 0,17 | 0,27 | 0,18 | 103 | 0,9 |
| 30.6.67 | 1015 | 300 | 45 | 13,3 | 0,47 | 0,16 | 0,26 | - | 130 | - |
| 10.7.67 | 1017 | 296 | 40 | 10,5 | 0,39 | 0,16 | 0,16 | - | 100 | - |
| 11.7.67 | 1010 | 300 | 40 | 11,9 | 0,42 | 0,16 | 0,21 | - | 135 | - |
| 12.7.67 | 1008 | 302 | 60 | 15 | 0,60 | 0,16 | 0,26 | 0,16 | 135 | 0,8 |
| 17.7.67 | 1010 | 302 | 60 | 15,4 | 0,43 | 0,16 | 0,29 | - | 110 | - |
| 18.7.67 | 1011 | 295 | 70 | 16,1 | 0,90 | 0,16 | 0,33 | 0,46 | 145 | 2,2 |
| 19.7.67 | 1012 | 301 | 60 | 19,4 | 0,82 | 0,17 | 0,29 | 0,30 | 175 | 1,5 |
| 20.7.67 | 1018 | 296 | 60 | 13,5 | 0,55 | 0,17 | 0,30 | 0,14 | 124 | 0,7 |
| 21.7.67 | 1010 | 300 | 60 | 12,5 | 0,64 | 0,16 | 0,29 | 0,25 | 113 | 1,2 |
| 22.7.67 | 1011 | 296 | 70 | 15,4 | 0,71 | 0,17 | 0,34 | 0,26 | 140 | 1,3 |
| 26.7.67 | 1013 | 303 | 70 | 12,0 | 0,62 | 0,17 | 0,29 | 0,23 | 107 | 1,1 |
| 27.7.67 | 1011 | 300 | 70 | 13,0 | 0,58 | 0,17 | 0,26 | 0,17 | 117 | 0,8 |
| 4.12.67 | 1030 | 280 | 80 | 6,2 | 0,28 | 0,18 | 0,14 | - | 43 | - |
| 5.12.67 | 1026 | 275 | 90 | 5,0 | 0,22 | 0,18 | 0,11 | - | 25 | |
| 7.12.67 | 1011 | 278 | 50 | 5,8 | 0,22 | 0,19 | 0,12 | - | 11 | - |
| 8.12.67 | 1010 | 276 | 80 | 5,2 | 0,27 | 0,20 | 0,06 | - | 30 | - |
| 11.12.67 | 1021 | 271 | 80 | 4 | 0,22 | 0,20 | 0,08 | - | 78 | - |
| 20.12.67 | 1020 | 279 | 80 | 6,6 | 0,17 | 0,18 | 0,09 | - | 15 | |

| Date | (1) $P_o$ mbar | (2) T. ok | (3) $H_o$ % | (4) $\rho_o$ g.m$^{-3}$ | (5) $a_o$ dB | (6) $a_{o2}$ dB | (7) $a_{ov}$ dB | (8) $a_{o1}$ dB | (9) $\Delta\Phi_v$ rad. | (10) $\Delta\Phi_1$ rad. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 10.1.68 | 1018 | 273 | 50 | 2,7 | 0,24 | 0,20 | 0,04 | - | 17 | - |
| 16.1.68 | 1016 | 280 | 80 | 7,1 | 0,29 | 0,19 | 0,14 | - | 36 | - |
| 22.1.68 | 1023 | 288 | 50 | 5 | 0,19 | 0,19 | 0,18 | - | 4,5 | - |
| 28.2.68 | 1017 | 278 | 68 | 3,9 | 0,24 | 0,20 | 0,08 | - | 16 | - |
| 1.9.68 | 1001 | 280 | 62 | 5,1 | 0,21 | 0,19 | 0,12 | - | 16 | - |
| 5.3.68 | 1025 | 280 | 56 | 4,8 | 0,25 | 0,20 | 0,09 | - | 18 | - |
| 1.4.68 | 1009 | 290 | 58 | 9 | 0,34 | 0,17 | 0,14 | - | 77 | - |
| 2.4.68 | 1016 | 285 | 50 | 4,9 | 0,21 | 0,18 | 0,07 | - | 10 | - |
| 10.4.68 | 1017 | 290 | 42 | 7,1 | 0,26 | 0,18 | 0,13 | - | 32 | - |
| 11.4.68 | 1015 | 285 | 69 | 7,5 | 0,24 | 0,18 | 0,17 | - | 40 | - |
| 12.4.68 | 1012 | 288 | 49 | 6,2 | 0,19 | 0,18 | 0,07 | - | 57 | - |
| 13.4.68 | 1001 | 280 | 67 | 6,2 | 0,39 | 0,18 | 0,08 | - | 71 | - |
| 25.4.68 | 1019 | 295 | 48 | 8,2 | 0,32 | 0,17 | 0,12 | - | 115 | - |
| 26.4.68 | 1012 | 288 | 59 | 8,0 | 0,35 | 0,17 | 0,16 | - | 85 | - |
| 14.5.68 | 1022 | 294 | 51 | 9,2 | 0,25 | 0,17 | 0,15 | - | 36 | - |
| 15.5.68 | 1018 | 298 | 51 | 8,0 | 0,3 | 0,17 | 0,23 | - | 63 | - |
| 16.5.68 | 1016 | 297 | 46 | 11,8 | 0,25 | 0,17 | 0,18 | - | 40 | - |
| 17.5.68 | 1017 | 290 | 72 | 10,5 | 0,8 | 0,18 | 0,15 | 0,40 | 98 | 1,9 |
| 17.5.68 | 1017 | 294 | 52 | 10,5 | 0,26 | 0,18 | 0,15 | - | 31 | - |
| 18.5.68 | 1013 | 285 | 58 | 7,3 | 0,26 | 0,18 | 0,16 | - | 32 | - |
| 11.6.68 | 1010 | 293 | 69 | 7,5 | 0,5 | 0,18 | 0,15 | 0,17 | 65 | 0,8 |
| 11.6.68 | 1010 | 296 | 42 | 7,4 | 0,31 | 0,18 | 0,15 | - | 65 | - |
| 27.6.68 | 1016 | 295 | 75 | 14 | 1,0 | 0,18 | 0,26 | 0,55 | 128 | 2,7 |
| 1.7.68 | 1007 | 299 | 74 | 18 | 1,5 | 0,17 | 0,31 | 1,0 | 162 | 4,9 |
| 1.7.68 | 1008 | 310 | 35 | 16 | 0,43 | 0,16 | 0,29 | - | 90 | - |
| 3.7.68 | 1020 | 290 | 71 | 10 | 0,8 | 0,18 | 0,21 | 0,42 | 93 | 2,1 |
| 4.7.68 | 1012 | 290 | 72 | 10 | 0,6 | 0,18 | 0,17 | 0,22 | 93 | 1,1 |
| 4.7.68 | 1012 | 299 | 50 | 12 | 0,5 | 0,17 | 0,22 | - | 130 | - |
| 10.7.68 | 1018 | 300 | 68 | 17 | 0,95 | 0,17 | 0,32 | 0,45 | 150 | 2,2 |

# CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons étudié la transparence de l'atmosphère à 35 GHz, afin de définir les conditions de réception du rayonnement solaire, qui sont très variables d'un site à l'autre en raison de la variation de la teneur en vapeur d'eau.

Dans ce but, nous avons réalisé et mis au point un radiotélescope ayant un aérien parabolique de 1,20 m de diamètre. Les mesures de l'absorption atmosphérique sont longues et nécessitent une grande fiabilité de l'appareil, aussi nous nous sommes employé à obtenir un récepteur sensible et stable.

Nous nous sommes essentiellement attaché à des mesures par temps clair et à la détermination de l'atténuation zénithale par tracé de la droite de Bouguer.

Nous avons, par une étude statistique, relié de façon simple les valeurs expérimentales à l'humidité absolue et à la température au sol, ce qui laisse prévoir la possibilité d'évaluer la transparence atmosphérique par ces seules données.

Par ailleurs, à l'aide de radiosondages, nous avons pu étudier en altitude les variations des différents paramètres atmosphériques et calculer ainsi, par application de formules théoriques, l'atténuation. La comparaison des valeurs ainsi calculées et de nos mesures, nous a permis de mettre en évidence, l'influence des noyaux de condensation atmosphérique. Nous avons ainsi montré l'importance de l'humidité relative, ce qui à notre connaissance n'avait jamais encore été mis en évidence dans le domaine hertzien.

Enfin nous avons pu évaluer le retard de phase que subit une onde dans la traversée de l'atmosphère, et les variations de ce retard de phase en fonction des mesures d'absorption.

# BIBLIOGRAPHIE


ARTMANN J.O. and GORDON J.P. "Absorption of microwave oxygen in the millimeter wave length region". Phys. Rev. 96. (1954) p.1237.

BARNAUD M., Colloque international sur les propriétés des états métastables, 1968. Faculté des Sciences de Pau, France.

BARRETT A.H and CHUNG J. "A method for the determination of high-altitude water vapor abundance from ground based microwave observations". J. of Geophysical Research t.67 (1962) n° 11 p.4259.

BEAN B.R. "Attenuation of radio waves in the troposphere" Advances in radio research, edited by J.A. SAXTON Academic press, London, New-York.

BECKER G.E. and AUTLER S.H. "Water vapor absorption of electromagnetic radiation in the centimeter wave length range". Phys. Rev. 70. (1946) n° 5 et 6 p.300.

BENEDICT W. and KAPLAN L. : J. Chem. Phys. T.30(1959)p.388

BIRNBAUM G.A. et CHATTERJEE S.K. "The dielectric constant of water vapor in the microwave region". J.Applied Phys. 23 (1952) p.220.

BLAKE L.V. "Low-noise receiving antennas" Microwaves, mars (1966) p.18.

BRETENOUX A. "Réalisation d'un réflecto-polarimètre à 35 GHz pour la mesure à l'air libre des constantes diélectriques de divers matériaux portés à hautes températures". Thèse de 3ème cycle,Bordeaux(1967)

CARRIER P. "Contribution à l'étude thermodynamique de la condensation de la vapeur d'eau". Thèse Doct. Sci. Phys. Bordeaux (1965).

CHARRU A., PICHERIT F., LISSAYOU J., "Premiers essais, à la Faculté des Sciences de Bordeaux, d'un radiotélescope pour la bande des 35 GHz"Annales d'Astrophysique. 30 (1967) n° 1, p.119.

COATES R.J. "Solar observation at millimeter wavelengths" Proc. of the IEEE t.54 (1966) p.471.

CRAWFORD A.B. and HOGG D.C. : Bell system techinal journal, t.35 (1956) p.907.

DENNISSON D.M. "The infrared spectra of polyatomic molécules". Rev.of modern physics (1931) p.280.

DESSENS H. "Etude d'une particule de brume" Annales de géophysique, t.2 (1946) n° 4 p.343.

DICKE R.H. "The mesurement of thermal radiation at microwave frequences". Rev. Sci. Instr. t.32 (1946) p.202.

du CASTEL, MISME P., SPIZZICHINO A., VOGE J."Réflexions partielles dans l'atmosphère et propagation à grande distance". Ed. de la Revue d'optique, Paris, (1960).

ESSEN L. and FROOME K.D. "The refractive indices of water vapor, air, oxygen, nitrogen, hydrogen, deuterium and helium". Proc. Phys. soc. 66-B (1953) p.611.

FACY L. "Eclatement des lames minces et noyaux de condensation". Journal scientifique de la météorologie. t.3 - 1951 n° 11 p.86.

GENE R., MARNER A., RICHARG D., RINGOEN M. "Atmospheric refraction of 8,7 mm radiation". IRE convention record, t.4 (1956) p.14.

GOLSTEIN H., "Propagation of short radio-waves" Mc GRAWQ HILL, New York p.671.

GRIVET P. et BLAQUIERE A. "Le bruit de fond". Masson et Cie (1958)

HANNAN P.W. "Microwave antennas derived from the Cassegrain telescope" IRE Transaction on antennas and propagation, mars (1961) p.140.

KAYDANOVSKY N.L. and SMIRNOVA N.A. "Resolution limits of radiotelescopes and radiointerferometers imposed by propagation of waves in the space and in the atmosphere of the earth" Radio engineering and electronic physics, t.10 (1965) n° 9 p.1355.

KRAUSS J.D. Radio Astronomy. Mc GRAW HILL book compagny (1966)

LAFARGUE C (a). Colloque international sur les propriétés des états métastables, 1968. Faculté des Sciences de Pau, France.

LAFARGUE C (b) "Les limites de stabilité de l'eau surfondue étudiées en vue d'applications à la physique des nuages". Thèse Doct. Sci.Phys.(1952) Paris.

LEE R.W., WATERMANN A.T., Jr. "A daily record of total atmospheric absorption at 8,6 mm" Proc.5th Internat. Symp. Space Technology (1964) p.1031.

MANDEL P., ROGER G., TOCQUEC Y. "Une antenne à fort gain et faible température de bruit pour station de télécommunications spatiales". Centre de recherches de la Compagnie générale d'électricité(1966)

Microwave Diode Handbook. Sylvania Electric Products Inc.

MIE G. : Ann. Physik (1908) n°25 p.377

ORR C., HURD F.K., HENDRIX W.P., JUNGE C. "The behavior of condensation nuclei under changing humidities" J. of Meteorology t.15 (1958) p.240.

PICHERIT F. (a). Mesure de l'absorption atmosphérique à 35 GHz utilisant le rayonnement radioélectrique solaire". C.R. Acad. Sc. Paris, 266 (1968) série B, p.784.

(b) "Essai de corrélation entre l'absorption par l'atmosphère des ondes électromagnétiques à 35 GHz et l'humidité atmosphérique". C.R. Acad. Sc. Paris, 267, 1968, série B, p.1149.

PILAT J., CHARSON R.J. "Theorical and optical studies of humidity effects on the size distribution of hygroscopic aerosol". Journal de recherche atmosphérique T.2 (1966) n° 23 p.165.

ROSENBLUM E.S. "Atmospheric absorption of 10 - 400 km cps radiation : summary and bibliography to 1961" Microwave J. (1961) n° 4 - 91.

ROULEAU J., TROCHON R. "Meteorologie generale" Gauthier-Villars, Paris (1952)

RYDE J.W. and RYDE D. "Attenuation of centimetre and millimeter waves by rain, hail, fogs and clouds" GEC Report (1905) n° 8670.

SAITO S. "Measurement at 900 Mc/s of the dielectric constant of air contenning various quantities of water vapor". Proc. IRE, 43 (1955) p.1009.

STAELIN D.H. "Measurements and interpretation of the microwave spectrum of the terrestrial atmosphere near 1 centimeter wavelength". Journal of geophysical research t.71 (1966) n° 12 p.2875.

STEINBERG J.L. "Conditions de sensibilité maxima des radiomètres U.H.F". Onde électrique (1949) p.160.

STRAITON A.W., TOLBERT C.W. "Anomalies in the absorption of radiowaves by atmospheric gases" Proc.I.R.E. t.48 (1960) n° 5 p.898.

STRATTON J.A. "Electromagnetic theory" Mc GRAW HILL, New York, p.569.

STRUNG P.D. "Consideration in hight sensitive microwave radiometry" Proc. I.R.E. t.46 p.43.

THOUREL L. "Les antennes" Dunod, Paris (1952).

TOLBERT C., and STRAITON A.W. "Synopsis of attenuation and emission investigation of 58 to 62 k Mc frequencies in the earth's atmosphere" Proc. I.E.E.E. (1963) p.1754.

TURON-LACARRIEU P. "Etude théorique et expérimentale de l'absorption submillimétrique de la vapeur d'eau" Thèse 3ème cycle, Paris.

Van VLECK J.H. (a) "The absorption of microwaves by uncondensed water vapor" Phys. Rev. 71 (1947) n°7, p.425.

(b) "The absorption of microwaves by oxygen" Phys. Rev. 71 (1947) n° 7, p.413.

(c) "Properties of complex dielectric constant". Propagation of short radiation, Mc GRAW HILL (1951) p.641.

Van VLECK J.H. and WEISSKOPF V.F. "On the shape of collision broadened lines" Rev. of Mod. Phys.17 (1945) n°2, p. 227.

WRIGHT H.L. "Atmosphere opacity at Valentia" Quart.J.R. Met. Soc. 66 (1940) p.66.

WULFSBERG K.N. "Atmospheric attenuation at millimeter wavelengths". Radio Science - 2 - (1967)n°3,p.319

YOUNG P. "Transistorized frenquency stabilisation for reflex klystrons used in magnetic resonnance" Journal of scientific instrument t.37 (1960) p.372.

ZEVAKHIN S.A. and NAUMOV A.P. (a) "Coefficient d'absorption des ondes électromagnétiques dans la vapeur d'eau dans la bande de 10 μ à 2 cm" Radiofizika, 6 (1963) n°4, p.674 (en russe).

(b) "Absorption of centimeter and millimeter radiowaves by the atmospheric water vapor" Radioteknica i electronika, 9 (1964) n° 8, p.1327.

(c) "The coefficient of absorption of centimeter and millimeter radiowaves in atmospheric oxygen". Radioengineering and electronic physics, 10 (1965) n° 6, p.844.

(d) "Refraction of millimeter and submillimeter radiowaves in the atmosphere". Radioengineering and electronic physics. 12 (1967) n° 12, p.885.

Deuxième Thèse

---

Propositions données par la Faculté :

La Spectroscopie par transformation de Fourier

---

Vu et approuvé
Bordeaux, le février 1969

Le Doyen
de la Faculté des Sciences

R. CALAS

Vu et permis d'imprimer :
Bordeaux, le février 1969

Le Recteur
de l'Académie de Bordeaux

J. BABIN